

Untersuchung der
Dichteverteilung und Diffusion von Deuteronen
in mono- und polykristallinen Nickel-Absorbern
mithilfe der Kernreaktionsmethode

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der

Abteilung für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Volkmar Heintze
aus Berlin

1976

Bochum 1975

Untersuchung der
Dichteverteilung und Diffusion von Deuteronen
in mono- und polykristallinen Nickel-Absorbern
mithilfe der Kernreaktionsmethode

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Volkmar Heintze
aus Berlin

Bochum 1975



Dissertation eingereicht am . 11. Dezember 1975
Tag der mündlichen Prüfung . 28. Januar 1976
Referent: . . . Prof. Dr. D. Kamke
Korreferent . . Prof. Dr. R. Niedermayer

1. <u>Problemstellung</u>	1
2. <u>Ausgewählte Effekte bei der Bestrahlung mono-</u> <u>kristalliner Absorber</u>	
2.1 Channeling- und Blocking-Effekt	7
2.2 Kontinuumsmodell und kritischer Winkel	10
2.3 Einige Anwendungen des Channeling-Effekts	14
3. <u>Apparatur zur Durchführung der Bestrahlungsexperimente</u>	
3.1 Verbundexperiment zweier Beschleuniger	21
3.2 Die Targetkammer	22
3.2.1 Kammer und Vakuumsystem	22
3.2.2 Der zentrale Zylinder	24
3.2.3 Goniometerkopf und Absorberbefestigung	26
3.2.4 Schrittmotor für die Justierung des Absorbers	28
3.2.5 Kühlung des Absorbers	31
3.2.6 Thermische Abschirmung von Absorber und Ionenstrahl	34
3.2.7 Normierung der Spektren: Rotierender Auffänger	35
3.3 Nachweis der Reaktionspartner	37
4. <u>Vorbereitung der Bestrahlungsexperimente</u>	
4.1 Präparation der Nickel-Absorber	39
4.1.1 Mechanische Politur von polykristallinen Proben	39
4.1.2 Behandlung der monokristallinen Proben	39
4.2 Justierung der Einkristalle	41
4.2.1 Justierung auf der optischen Bank	41
4.2.2 Justierung in der Laue-Kamera	42
4.2.3 Justierung durch Protonenstreuung	46
4.3 Energie-Eichung des Vielkanalanalysators	64

5.	<u>Auswertung von Meßspektren mit der Kernreaktionsmethode</u>	
5.1	Die Kernreaktionsmethode am Beispiel der Reaktion $D(d,p)T$	66
5.2	Daten für die Auswertung	70
5.2.1	Reaktionskinematik	70
5.2.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der $D(d,p)T$ -Reaktion	72
5.2.3	Energie-Reichweite-Beziehung	74
5.2.4	Reaktionsort	77
6.	<u>Bestrahlungsexperimente an poly- und monokristallinen Ni-Absorbern und ihre Ergebnisse</u>	
6.1	Test des Auswerteverfahrens	78
6.1.1	Variation der Nachweisenergie	78
6.1.2	Veränderung des Beobachtungswinkels	80
6.1.3	Änderung der Absorberstellung	81
6.1.4	Folgerungen aus den Tests	82
6.2	Die Bestrahlungsexperimente und ihre Ergebnisse	84
6.2.1	Zwischengitterpositionen	84
6.2.2	Dosisabhängigkeit der Verteilungen	88
6.2.3	Richtungsabhängigkeit der Verteilungen	92
6.2.4	Totale Ausbeuten	100
6.2.5	Diffusion von Deuterium in Nickel	102
7.	<u>Zusammenfassung</u>	114
8.	<u>Anhang</u>	
8.1	Zwei geometrische Probleme bei der Laue-Justierung	117
8.1.1	Elementare geometrische Vorbetrachtungen	117
8.1.2	Justierung des zentralen Bildreflexes in das Filmzentrum	118
8.1.3	Justierung einer unbekannten Kristallrichtung	120
8.2	Zwischenwinkel α im Bereich eines Blisters	123
9.	<u>Literatur</u>	131

1. Problemstellung

Die Entdeckung des Channeling-Effekts im Jahr 1962 leitete den erneuten Aufschwung eines Arbeitsgebiets an der Grenze zwischen Festkörper- und Kernphysik ein, das man mit "nuklearer Festkörperphysik" bezeichnet. Die Fragestellungen sind - von Ausnahmen abgesehen - vorwiegend festkörperphysikalischer Natur, während die Meß- und Nachweismethoden häufig der Kernphysik entnommen sind ^{*)}. Der Channeling-Effekt machte die Bedeutung einer monokristallinen Absorberstruktur bei Bestrahlungsexperimenten bewußt, und so werden die Untersuchungen auf diesem Gebiet in der Regel an monokristallinen Materialien durchgeführt - auch weil auf diese Weise ein erheblicher Teil der Fehlerquellen beseitigt werden kann, die auf eine unterschiedliche Vorgeschichte (Herstellung und Behandlung) des Ausgangsmaterials zurückzuführen sind.

Zu den neueren Fragestellungen des Arbeitsgebiets gehören die Anwendung der Bestrahlungsexperimente auf Supraleitungsuntersuchungen ²⁾, die Bildung von Legierungen durch Ionenimplantation ⁴⁾, die Untersuchung von einatomaren Oberflächenschichten ⁶⁾ und der Einsatz der Ionenimplantation in der Halbleitertechnologie ^{7,8)}. Daneben werden Probleme untersucht, deren Lösung erst durch die Anwendung des Channeling-Effekts möglich geworden ist - wie die Lokalisierung von Verunreinigungen bzw. Fremdatomen auf regulären Gitter- oder auf Zwischengitterplätzen ⁹⁻¹¹⁾. Diese Fragestellung ist - u.a. auch für die Halbleitertechnologie - von Wichtigkeit, da Ersetzungsverunreinigungen die elektrischen, magnetischen und optischen Eigenschaften vieler Materialien beeinflussen können. Zu den frühen Problemen des Arbeitsgebiets gehören die Untersuchungen der Strahlenschädigung und der Oberflächenzerstäubung (Sputtering) eines Festkörpers ¹²⁾ sowie Fragen, die mit dem Energieverlust und der Reichweite der Ionen im Absorber zusammenhängen.

^{*)} Eine der wenigen Ausnahmen ist die Messung extrem kurzer Lebensdauern im Bereich $10^{-18} \dots 10^{-14}$ s mithilfe des Blocking-Effektes. Dieses Verfahren wurde erstmalig durch Brown und Mitarbeiter ¹⁾ angewendet.

Für polykristalline Absorber war die letztere Fragestellung weitgehend bewältigt worden - es gibt sowohl anerkannte Theorien des Abbremsprozesses ¹³⁾ als auch eine große Anzahl von experimentellen Daten und empirischen Reichweitentabellen. Durch die Entdeckung des Channeling-Effekts wurden diese Fragen des Abbremsprozesses neu aufgeworfen. Gültige Theorien, die die Berechnung des Bremsverlusts und der Reichweite von Ionen in monokristallinen Absorbern ermöglichen, liegen bisher nicht vor. So kommt experimentellen Untersuchungen auf diesem Gebiet eine besondere Bedeutung zu.

Es gibt eine ganze Reihe experimenteller Parameter, von denen Reichweiteprofile und Energieverlust der Ionen in monokristallinen Absorbern abhängen können:

- 1) Der Einfluß der Ionenenergie auf die Reichweite ist offensichtlich.
- 2) Auch die Abhängigkeit der Reichweiteprofile von der Kristallrichtung gehört zu den augenfälligsten Effekten einer monokristallinen Absorberstruktur. Ihr verdankt der Channeling-Effekt seinen ersten experimentellen Nachweis.
- 3) Oberflächenverunreinigungen und Kristallfehler sind ebenfalls Parameter, die in diesem Zusammenhang von Wichtigkeit sind. Daraus resultiert eine Dosisabhängigkeit der Reichweiteverteilung; insbesondere bei Halbleitern ist dieser Effekt stark ausgeprägt. (Hier genügen bei Raumtemperatur bereits Bestrahlungsdosen von größenordnungsmäßig $5 \cdot 10^{14}$ Ionen/cm² zur völligen Amorphisierung des Materials ¹⁴⁾).
- 4) Der Einfluß der Absorbertemperatur auf die Reichweite der eingestrahlten Ionen ist ebenfalls verständlich - wenn er auch noch wenig untersucht worden ist: Bei sehr tiefen Absorbertemperaturen werden die Gitterschwingungen der Absorberatome reduziert, wodurch die Bewegung der Ionen in offenen Kristallrichtungen weniger behindert, die Reichweite also vergrößert wird. (Reichweitemessungen bei sehr tiefen Absorbertemperaturen wurden von Channing, Whitton und Howe ¹⁵⁻¹⁸⁾ durchgeführt).

- 5) Schließlich wird auch die Abhängigkeit des elektronischen Bremsvermögens von der Kernladungszahl des einfallenden Ions (Z_1) und von der des Absorbers (Z_2) untersucht. Es werden Oszillationen des Bremsvermögens in Abhängigkeit von Z_1 bei konstanter Einfallsgeschwindigkeit v_1 des Ions beobachtet^{19,20)}. Für Untersuchungen dieser Art bieten sich monokristalline Absorber besonders deshalb an, weil durch den Channeling-Effekt Kernstöße der einlaufenden Ionen mit den Gitteratomen weitgehend unterdrückt werden, wodurch der elektronische Energieverlust bis zu sehr viel niedrigeren Energien herab als in amorphen oder polykristallinen Absorbern untersucht werden kann.

Nicht nur die zuletzt angesprochenen Probleme erfordern die Bestimmung von Dichteprofilen der eingelagerten Ionen im Absorber oder zumindest ihren Nachweis. (Letzteres genügt z.B. bei der Lokalisierung von Fremdatomen). So ist eine ganze Reihe von Untersuchungsmethoden zur Bestimmung von Reichweiteverteilungen entwickelt worden, von denen aber keine universell anwendbar ist.

Man unterscheidet destruktive und nicht-destruktive Verfahren. Bei den destruktiven Verfahren werden nach vollzogener Ioneneinlagerung nacheinander gleichmäßige, dünne Schichten von der Absorberoberfläche abgetragen. Anschließend wird die Zahl der im Absorber verbleibenden Ionen gemessen. Eine Zusammenstellung und ein kritischer Vergleich der Methoden, die zur Abtragung dünner Oberflächenschichten entwickelt worden sind, findet sich z.B. bei Whitton¹⁴⁾. Zu den wichtigsten Möglichkeiten, die im Absorber verbleibenden Ionen nachzuweisen, gehört die Verwendung radioaktiver Ionen oder der Nachweis durch Kernreaktionen (s.u.).

Der wesentliche Nachteil aller destruktiven Verfahren ist - wie aus der Bezeichnung hervorgeht - die Zerstörung des Profils während seiner Bestimmung; d.h. Diffusionsmessungen können nach diesen Verfahren nicht durchgeführt werden. Auch eine Lokalisierung von Fremdatomen in monokristallinen Absorbern ist mit destruktiven Verfahren nicht möglich.

Unter den nicht-destruktiven Methoden zur Bestimmung von

Reichweiteverteilungen hat die Analyse von Rutherford-Rückstreuungsspektren die größte Verbreitung gefunden. Dieses Verfahren wurde von Powers und Mitarbeitern ^{21,22)} entwickelt und geht auf Messungen von Powers und Whaling ²³⁾ zurück. Als Geschosse für die Analyse finden vorwiegend Protonen und He-Ionen Verwendung. Dem Vorteil einer hohen Empfindlichkeit - verglichen mit anderen kernphysikalischen Nachweismethoden - steht eine Begrenzung der eingelagerten Ionenarten gegenüber: Die implantierten Ionen müssen deutlich schwerer als die Absorberatome sein; nur dann sind beide Streuantteile energetisch zu trennen.

Auch Kernreaktionen werden in wachsendem Maße zur nicht-destruktiven Bestimmung von Reichweiteprofilen eingesetzt. Ihr Vorteil ist insbesondere die Anwendbarkeit bei leichten implantierten Ionen, wodurch sie die Rückstreuungsmethode ergänzen. Ihr Nachteil ist die erforderliche hohe Konzentration der eingelagerten Ionen und die damit zusammenhängende hohe Strahlenschädigung des Absorbers, wodurch der Einsatz der Kernreaktionen bei Halbleitermaterialien problematisch werden kann. (In diesem Fall kann man auf einige speziell für Halbleiter entwickelte Verfahren zurückgreifen - siehe Mayer und Mitarbeiter ⁷⁾).

Amsel und Mitarbeiter ²⁴⁾ geben eine Beschreibung der Kernreaktionsmethode und eine Zusammenstellung verwendeter und geeigneter Reaktionen: Bevorzugt wurden (d,p)-, (d, α)- und (p, α)-Reaktionen an verschiedenen O-Isotopen, an ^{19}F - und an ^{12}C -Verunreinigungen ausgelöst, wobei in der Regel Oberflächen und oberflächennahe Schichten - vielfach von Si-Absorbern - untersucht wurden. Weitere Beispiele für die Bestimmung von Tiefenverteilungen mit der Kernreaktionsmethode sind die Untersuchung von ^{10}B -Ionen in Si-Absorbern ²⁵⁾ sowie von ^6Li -Ionen in Nb ^{26,27)}. In den letzten Jahren wurde die Kernreaktionsmethode auch auf sehr leichte implantierte Ionen ausgedehnt. So messen Leich und Tombrrello ²⁸⁾ die Tiefenverteilung von Wasserstoff in Si-Absorbern (bei Verwendung der Reaktion $^1\text{H}(^{19}\text{F},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$). Pronko ²⁹⁾ sowie Hufschmidt und Mitarbeiter ³⁰⁾ untersuchen die Verteilung von ^3He -Ionen in Nb, bzw. Ni-Absorbern. Johnson ³¹⁾ bestimmt die

Verteilung von Deuteronen in Cu mit der $D(d,p)T$ -Reaktion, die auch bei der vorliegenden Arbeit verwendet wird. Da Johnson bei Einlagerung und Nachweis mit gleichen Deuteronenenergien arbeitet, werden die Profile gegen Ende der Ionenreichweite unrealistisch (siehe hierzu die Diskussion der Kernreaktionsmethode bei Möller³²⁾).

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Kernreaktionsmethode bisher nur in wenigen Fällen zur Bestimmung von Reichweiteprofilen eingesetzt wurde. Zur Untersuchung der Richtungsabhängigkeit von Verteilungen und des Diffusionsverhaltens eingelagerter Ionen in monokristallinen Absorbern ist sie - soweit bekannt - überhaupt noch nicht angewendet worden.

Die vorliegenden Untersuchungen gehen auf Messungen der $D(d,p)T$ -Reaktion an polykristallinen Au- und Ni-Selbsttargets zurück, bei denen das Energiespektrum der entstehenden Protonen mit verschiedenen vorgegebenen analytischen Konzentrationsverteilungen verglichen wurde^{33,34)}. Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, die Voraussetzungen für die Durchführung von Bestrahlungsexperimenten an monokristallinen Absorbern zu schaffen. Das erforderte zum einen die Entwicklung und den Aufbau einer umfangreichen Bestrahlungsapparatur; weiterhin war ein kernphysikalisches Verfahren zur exakten Kristalljustierung in der Bestrahlungskammer zu erproben, und schließlich war die Kernreaktionsmethode für die $D(d,p)T$ -Reaktion soweit zu entwickeln, daß die Bestimmung quantitativer Deuteronenprofile aus den analysierten Protonenspektren möglich wurde. Befriedigende Ergebnisse gelangen erst nach dem Aufbau des Bochumer 4 MV-Tandem-Beschleunigers Ende 1973, wodurch - seit April 1974 - Verbundexperimente mit dem 400 kV-Sames-Beschleuniger des DTL möglich wurden.

Nach einer Beschreibung der Meßapparatur (Kap. 3) wird die Justierung der monokristallinen Absorber durch Protonenstreuung - im Rahmen der umfangreichen Meßvorbereitungen - in Kap. 4 ausführlich behandelt. In Kap. 5 folgt eine Darstellung der Kernreaktionsmethode am Beispiel der $D(d,p)T$ -Reaktion. Die eigentlichen Bestrahlungsexperimente an monokristallinen Ni-Absorbern

werden den Schwerpunkt der Arbeit bilden (Kap. 6).

Bei den Messungen wurden im wesentlichen drei Zielsetzungen verfolgt:

- 1.) Anwendung der Kernreaktionsmethode zur Lokalisierung der eingelagerten Deuteronen auf Zwischengitterplätzen,
- 2.) Untersuchung der Richtungsabhängigkeit von Deuteronenprofilen bei der Einlagerung in verschiedene niedrigindizierte Kristallrichtungen,
- 3.) Messung zeitlicher Änderungen der Deuteronenverteilungen aufgrund eines normalen Diffusionsprozesses mit dem Ziel, Diffusionskoeffizienten anzugeben.

Neben der eigentlichen Behandlung und Klärung dieser Fragestellungen war es das wesentliche Anliegen der Arbeit, einen Nachweis zu führen, daß die, bzw. welche der angesprochenen Probleme bei den gegebenen experimentellen Bedingungen (Apparatur, Energiebereich der Beschleuniger, ...) mithilfe der Kernreaktionsmethode sinnvoll weiter untersucht werden können.

Zum besseren Verständnis der Vorgänge bei der Bestrahlung einkristalliner Absorber wird in Kap. 2 eine Einführung der wesentlichen monokristallinen Effekte (Channeling und Blocking) und ein kurzer Abriß der grundlegenden Kontinuumstheorie von Lindhard ³⁵⁾ mit ihrem Konzept eines "kritischen Winkels" gegeben. Schließlich werden einige für die vorliegenden Untersuchungen wichtige Anwendungen des Channeling-Effekts besprochen. Eine ausführliche Behandlung dieses Effekts und seiner Anwendungen sowie eine umfangreiche Zusammenstellung und Diskussion von Untersuchungen dieses Arbeitsgebiets wird von Morgan ⁵⁾ und Gemmell ³⁶⁾ gegeben.

2. Ausgewählte Effekte bei der Bestrahlung monokristalliner Absorber

2.1 Channeling- und Blocking-Effekt

Die wesentlichen Eigenschaften des "Channeling"-Effekts *)
sollen mithilfe der Fig. 1 besprochen werden.



Fig. 1: Flugbahn eines Ions in einem einfach kubischen Gitter. Das Bild entspricht i.a. nicht der physikalischen Realität (s. Text)

Ein positiv geladenes Ion, das parallel zu einer niedrig-indizierten Kristallrichtung in einen Absorber eingestrahlt wird, "sieht" eine wesentlich offenere Anordnung der Gitteratome vor sich als bei Einstrahlung in eine "bewußt zufällig" gewählte Kristallrichtung ("Random"-Richtung). Beim Eindringen in den Absorber bewegt es sich entlang dicht besetzter Gitterreihen in einem "Kanal" (Fig. 1). Die den Kanal begrenzenden Atome üben abstoßende Kräfte auf das Ion aus, und diese zur Kanalachse gerichteten Kräfte bewirken eine Pendelbahn des eindringenden Teilchens. Es verliert seine Energie bei streifenden Stößen mit den Gitteratomen der begrenzenden Reihen. Das Kennzeichen der Ionenbewegung sind nur geringe Winkeländerungen, so daß jede Umlenkung der Flugbahn eine große Anzahl von Einzelstößen mit den Gitteratomen erfordert. Die Folge dieser Bewegungsart ist, daß sich das betrachtete Ion vorwiegend in Bereichen geringerer Elektronendichte aufhält und daß es den Gitteratomen nur entfernt nahe kommt. Dadurch werden die beherrschenden Mechanismen der Abbremsung - elektronischer Energieverlust und Kernstöße - nur vermindert

*) In der vorliegenden Arbeit wird in der Regel die englische (bzw. amerikanische) Bezeichnung des Effekts gewählt, da sie sich weitgehend durchgesetzt hat und da deutsche Bezeichnungen entweder irreführend ("Kanaleffekt") oder unhandlich ("Gitterführungseffekt") sind.

wirksam. Die Folge ist eine größere Reichweite des eindringenden Ions sowie eine geringere Schädigung des Absorbers als bei Einstrahlung in Random-Richtung. Da die auf das einlaufende Ion wirkenden Kräfte vom Abstand der benachbarten Atomketten abhängen, ist eine Richtungsabhängigkeit der Reichweite und des Energieverlustes zu erwarten.

Die in Fig. 1 dargestellte Flugbahn stellt eine Vereinfachung dar, die normalerweise nicht realisiert ist. Zum einen beträgt die "Wellenlänge" der Pendelbewegung bei nicht zu niedrigen Teilchenenergien typischerweise 200...300 Gitterkonstanten ^{*}. Zum anderen ist die Teilchenbewegung in der Regel nicht auf einen einzigen "Kanal" beschränkt, sondern verhältnismäßig frei in ihrer Querbewegung zwischen den Atomreihen, wobei aber die Bedingung streifender Stöße mit den Gitterreihen erfüllt bleiben muß. Nur in besonderen Fällen (schwere Ionen mit niedriger Energie, extreme Ausrichtung beim Einschuß, ...) erfolgt die Bewegung eines Ions in einem einzigen Kanal. Diesen Sonderfall bezeichnet man als "eigentliches" Channeling (proper ~) oder auch als "Hyperchanneling" ³⁸⁾. (Hier ist der Begriff "Kanaleffekt" angebracht).

Neben dem bisher besprochenen "axialen" Channeling-Effekt, der an eine bestimmte Kristallrichtung gebunden ist, wurde auch - erstmalig durch Nelson und Thompson ³⁹⁾, bzw. Erginsoy und Mitarbeiter ⁴⁰⁾ - ein "planarer" Channeling-Effekt beobachtet. Im Bild der Fig. 1 wäre dieser Effekt z.B. bei einer Einstrahlung in der x-y-Ebene unter einem beliebigen Winkel zur x-Achse zu erwarten. Hier ist die Bewegung des Ions - anders als bei dem axialen Effekt - immer auf den Bereich zwischen zwei Ebenen beschränkt.

Beide Channeling-Effekte sind auch dann noch zu beobachten, wenn die Flugrichtung des einfallenden Ions leicht von der exakten Kristallrichtung (bzw. -ebene) abweicht. Im folgenden Abschnitt

^{*} So ergibt sich nach Computer-Rechnungen von Barrett ³⁷⁾ für die Bewegung von 400 keV-Protonen zwischen zwei (111)-Ebenen in Al eine Wellenlänge der Oszillationen von $\lambda = 80$ nm, etwa 200 Gitterkonstanten.

wird ein "kritischer Winkel" ψ_c für die maximal zulässige Abweichung angegeben.

1965 wurde ein dem Channeling nahe verwandter Effekt gefunden ^{41,42)}, der ebenfalls auf der Anisotropie eines realen ein-kristallinen Festkörpers beruht. Führt man ein Rutherford-Streu-experiment an einem monokristallinen Absorber durch, so ist - bei einer zufälligen Stellung des Absorbers in Bezug auf die Ein-strahlungsrichtung - in einem Detektor dann eine Reduzierung der Streuausbeute zu beobachten, wenn die Oberflächennormale des De-tek-tors parallel zu einer niedrigindizierten Kristallrichtung ausgerichtet ist. Dieser "Blocking"- oder "Schatten"-Effekt ist darauf zurückzuführen, daß die hintereinander angeordneten Git-teratome der betrachteten Kristallrichtung jene gestreuten Teil-chen blockieren, die nach Streuung an einem Gitteratom der Kette (Großwinkelstreuung!) in Richtung der Atomreihe starten. Durch diese Abschirmung der Kristallrichtung wird die Ausbeute im De-tek-tor herabgesetzt. Nach dem Prinzip der Umkehrbarkeit der Wege sind Channeling und Blocking äquivalente Prozesse (Lindhard ³⁵⁾). Entsprechend dem kritischen Winkel beim Channeling-Effekt führt man hier einen "Schattenwinkel" ein, der den minimalen Winkel des gestreuten Teilchens beim Blocking-Effekt kennzeichnet.

Die Fig. 2 zeigt den prinzipiellen Unterschied einer Channe-ling- und einer Blocking-Anordnung. In Fig. 2c ist außerdem eine "double-aligned" Anordnung angedeutet, mit der die Empfind-lichkeit der Messung durch eine kombinierte Beobachtung beider Effekte merklich erhöht werden kann ⁴³⁻⁴⁶⁾.

Für die vorliegende Arbeit ist allein der Channeling-Effekt von Wichtigkeit, da nur eine Ausrichtung des Absorbers in Bezug auf den Ionenstrahl vorgenommen wurde. Der Schatteneffekt und die double-aligned Anordnung werden daher nicht weiter diskutiert.

2.2 Kontinuumsmodell und kritischer Winkel

Nachdem bereits Nelson und Thompson ³⁹⁾ sowie Lehmann und Leibfried ⁴⁷⁾ in ersten analytischen Theorien des Channeling-Effekts die einzelnen Gitteratome einer Reihe durch eine verschmierte positive Ladung ersetzt hatten, entwickelte Lindhard ^{35,48)} eine Beschreibung des Abbremsprozesses, die als Kontinuumsmodell bekannt und allgemein akzeptiert worden ist. Eine ausführliche Behandlung der Theorie von Lehmann und Leibfried findet sich auch bei Carter und Colligon ⁴⁹⁾; neuere Arbeiten und Monographien befassen sich vorwiegend mit dem Modell von Lindhard ^{5,36)}.

Die Bedeutung des Kontinuumsmodells beruht weniger darauf, daß es die analytische Berechnung von Flugbahnen oder Reichweiteverteilungen ermöglichte (wegen erheblicher mathematischer Schwierigkeiten des Lindhard-Modells gibt man bei diesen Problemen Computer-Rechnungen weiterhin den Vorzug); die Stärke des Modells ist es vielmehr, kollektive (mittlere) Eigenschaften eines Ionenstrahls in einem monokristallinen Absorber zu beschreiben.

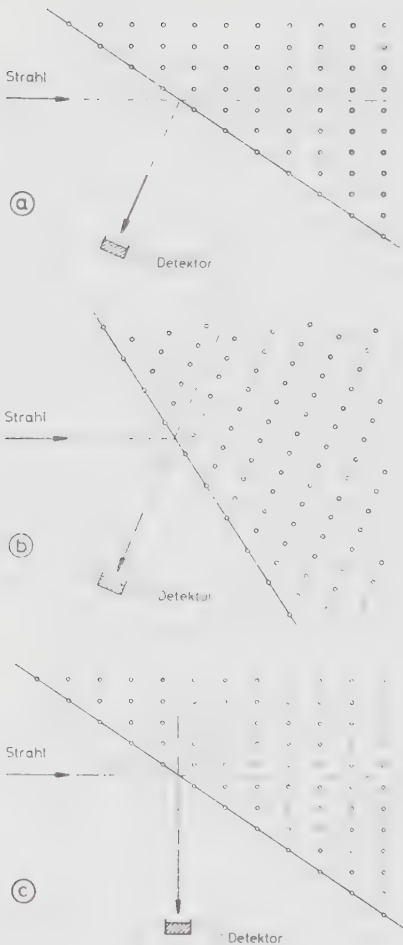


Fig. 2: Prinzipielle Anordnungen von Strahlrichtung, Absorber und Detektor

- a) Channeling-Fall (Strahl u. Absorber ausgerichtet)
- b) Blocking-Fall (Absorber u. Detektor ausgerichtet)
- c) "double-aligned" Anordnung (Strahl, Absorber u. Detektor ausgerichtet)

Bei dem Kontinuumsmodell ersetzt man die Wechselwirkung des einlaufenden Ions mit den Gitteratomen (Zweierstöße) durch die Wechselwirkung des Ions mit dem mittleren Potential einer Atomkette, die in x-Richtung angeordnet sei. Ist d der Abstand zweier Atome in dieser Kette, so ist das mittlere Potential eines einlaufenden Ions nach Lindhard durch

$$U(r) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} V(\sqrt{r^2 + x^2}) dx \quad (2.1)$$

gegeben, wenn sich das Teilchen an der Stelle $x=0$ im Abstand r (Stoßparameter) von der Kette befindet. Das mittlere Potential $U(r)$ wird nach (2.1) durch Mittelwertbildung über ein geeignetes Ion-Atom-Potential $V(R)$ gewonnen, für das Lindhard ein abgeschirmtes Coulomb-Potential vom Thomas-Fermi-Typ ansetzt⁵⁰⁾. Damit ergibt sich ein "Kontinuumpotential"

$$U(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \ln\left[\left(\frac{C \cdot a}{r}\right)^2 + 1\right]. \quad (2.2)$$

Hier kennzeichnen Z_1 und Z_2 die Kernladungszahlen von Ion und Absorbermaterial, e die Elementarladung, ϵ_0 die Influenzkonstante, d den Abstand zwischen zwei Atomen der streuenden Gitterreihe, r den Stoßparameter, $C \approx \sqrt{3}$ eine Konstante und a den Thomas-Fermi-Abschirmradius

$$a = \frac{0,8853 \cdot a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}, \quad (2.3)$$

wobei $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ der Radius der ersten Bohrschen Bahn im Wasserstoffatom ist.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Näherung ist, daß sehr viele Gitteratome der Reihe zur Umlenkung der Flugbahn beitragen; nur dann kann die Gitterstruktur vernachlässigt und eine Mittelung über die Einzelpotentiale der Atome in der streuenden Kette sinnvoll durchgeführt werden.

Ein wesentliches Merkmal der Kontinuums-theorie ist die Erhaltung der "Querenergie" E_s bei der Bewegung. Außerhalb des

Absorbers wird diese Quereenergie durch die Geschwindigkeitskomponente des Ions senkrecht zur betrachteten Kristallrichtung bestimmt, d.h. durch die Einfallenergie E des Teilchens und durch den Winkel ψ zwischen Einfalls- und Kristallrichtung:

$$E_s = E \cdot \sin^2 \psi \approx E \cdot \psi^2 . \quad (2.4)$$

Dagegen ist E_s am Umkehrpunkt der Teilchenbahn im Kristall - d.h. an der Stelle kleinster Annäherung r_0 an die Gitterreihe - allein durch das dortige mittlere Potential gegeben

$$E_s = U(r_0) . \quad (2.5)$$

An einer allgemeinen Stelle der Flugbahn setzt sich E_s sowohl aus einem potentiellen als auch aus einem kinetischen Anteil zusammen.

Damit das eingestrahelte Ion aus dem Channeling-Prozeß nicht ausscheidet, darf ein minimaler Stoßparameter nicht unterschritten werden. Dieser minimale Abstand $r_{\min}$ hängt über die Quereenergie mit dem Einstrahlungswinkel ψ des Ions zusammen, und so gelingt es Lindhard, einen Winkel ψ_{gr} herzuleiten, der durch das Ion nicht überschritten werden darf, wenn es nicht als Folge von Großwinkelstreuungen aus dem Channeling-Vorgang ausscheiden soll

$$\psi_{gr} = \sqrt{\frac{1}{4 \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{E \cdot d}} . \quad (2.6)$$

Diese Beziehung gilt für Teilchen hoher Energie, die an einer Einzelkette gestreut werden. Die Grenzenergie ist durch die Bedingung

$$\psi_{gr} < \frac{a}{d} \quad (2.7)$$

definiert. Über einen zusätzlichen Koeffizienten α (mit $\alpha \approx 1$), der thermische Schwingungen der Gitteratome berücksichtigt, ist ψ_{gr} - nach Lindhard - mit einem experimentell zugänglichen "kritischen Winkel" ψ_c verknüpft:

$$\psi_c = \alpha \cdot \psi_{gr} . \quad (2.8)$$

Entsprechende Winkel kann man für Teilchen niedriger Energie, bei denen (2.7) nicht mehr erfüllt ist, sowie für den Fall der Streuung an einer Kristallebene herleiten.

Der Grenzwinkel Ψ_{gr} trennt - in dem ursprünglichen Bild des Kontinuumsmodells - den Fall einer korrelierten Teilchenbewegung von der Bewegung des Ions in einem "statistischen Gitter". In einem realen Gitter aber bewirken die abstoßenden Kräfte aller Atomketten nahe der Flugbahn, Gitterfehler und thermische Schwingungen der Gitteratome eine größere Instabilität der Teilchenbahn und damit eine Modifikation und Verschmierung des obigen kritischen Winkels Ψ_C . Mißt man bei einem Rutherford-Streuexperiment (siehe Kap. 4.2.3) die Streuausbeute in Abhängigkeit vom Winkel Ψ in der Nähe einer niedrigindizierten Kristallrichtung, so findet man eine Reduzierung der Ausbeute, wie sie in Fig. 28 dargestellt ist. Ein charakteristischer Parameter dieses Verlaufs ist die Halbwertsbreite der Kurve, und es ist üblich, die halbe Halbwertsbreite $\Psi_{1/2}$ des Channeling-Minimums mit dem kritischen Winkel Ψ_C in Zusammenhang zu bringen:

$$\Psi_{1/2} = k \cdot \Psi_C . \quad (2.9)$$

Während experimentell ermittelte Winkel $\Psi_{1/2}$ die durch (2.6) beschriebene Abhängigkeit von Z_1 , Z_2 , E und d qualitativ gut wiedergeben, liegen sie in der Regel - absolut gesehen - deutlich unter dem kritischen Winkel Ψ_C (51-54). Durch Vergleich einer großen Anzahl experimenteller Daten mit berechneten kritischen Winkeln kommt Barrett (37) zu einem Anpassungsfaktor von

$$k = 0,80 . \quad (2.10)$$

Bei einer gegebenen Ion-Absorber-Kombination kann Ψ_C nach (2.8) und (2.6) für jede gewünschte Ionenenergie und Kristallrichtung (im Rahmen der Bedingung (2.7)) leicht berechnet werden. Die Tabelle 1 im folgenden Abschnitt enthält einige hier interessierende kritische Winkel (für $\alpha = 1$).

Eine weitere charakteristische Größe des Ausbeuteverlaufs bei einem Rutherford-Streuexperiment nahe einer Channeling-

Richtung ist das relative Minimum der Ausbeute $\chi_{\min}$ (bezogen auf die Einstrahlung in eine Random-Richtung). Lindhard ³⁵⁾ leitet einen einfachen Zusammenhang zwischen $\chi_{\min}$ und einer mittleren quadratischen thermischen Schwingungsamplitude ρ der Gitteratome senkrecht zur Kristallachse her:

$$\chi_{\min} = N \cdot d \cdot \pi (\rho^2 + a^2) . \quad (2.11)$$

Hier wird mit N die Zahl der Gitteratome pro Volumeneinheit, mit a der Thomas-Fermi-Abschirmradius (Gleichung (2.3)) und mit d der Atomabstand in der streuenden Gitterkette bezeichnet. Diese mittlere Schwingungsamplitude der Gitteratome bestimmt den kleinsten Abstand der eingestrahlten Ionen von den Atomen der streuenden Kette. Bei Unterschreiten dieses Abstands verläuft die Teilchenbewegung im Kristall nicht mehr korreliert.

Van Vliet ⁵⁵⁾ gibt eine etwas modifizierte Beziehung zwischen $\chi_{\min}$, ρ und d an:

$$\chi_{\min} = 2,1 \cdot N \cdot d \cdot \pi \cdot \rho^2 . \quad (2.12)$$

Oberflächenverunreinigungen und Kristallfehler im oberflächennahen Bereich des Absorbers führen in der Regel dazu, daß die nach (2.11) und (2.12) berechneten mittleren quadratischen Schwingungsamplituden ρ zu groß bestimmt werden.

Die Bestimmung von $\psi_{1/2}$ und ρ aus einem Rutherford-Streuxperiment wird in Kap. 4.2.3 durchgeführt.

2.3 Einige Anwendungen des Channeling-Effekts

Unter der großen Anzahl möglicher Anwendungen des Channeling-Effekts sollen an dieser Stelle nur solche behandelt werden, die für die vorliegenden Messungen von direktem Interesse sind.

Ein Rutherford-Streuxperiment der bereits beschriebenen Art, bei dem in der Nähe einer niedrigindizierten Kristallrichtung die Streuausbeute in Abhängigkeit vom Winkel ψ zwischen Kristall- und Einfallstrichtung gemessen wird, gibt die Möglichkeit, eine gewünschte kristallographische Richtung parallel zu einem

Ionenstrahl auszurichten. In Kap. 4.2.3 wird die Justierung eines monokristallinen Ni-Absorbers nach diesem Verfahren ausführlich beschrieben.

Eine weitere Anwendung betrifft die Untersuchung von Eindringtiefen und Reichweiteverteilungen eingelagerter Ionen in Abhängigkeit von der Kristallrichtung bei monokristallinen Absorbern. Verantwortlich für diese Abhängigkeit ist die unterschiedliche Transparenz des Kristallgitters in verschiedenen Richtungen. Ohne auf das alte Konzept einer Gittertransparenz⁵⁶⁻⁵⁸⁾ weiter einzugehen, ist in Tabelle 1 für eine Reihe niedrigindizierter Kristallrichtungen eines fcc-Kristalls der Abstand d_r zweier Gitteratome einer Kette angegeben.

Kristall- richtung	Atomab- stand d_r/d_o	ψ_c in Ni			Kristall- ebene	Ebenen- abstand d_e/d_o
		$E_p=0,3$ MeV	$E_d=0,4$ MeV	$E_d=2,0$ MeV		
<110>	0,707	1,88°	1,63°	0,73°	{111}	0,577
<100>	1,000	1,58°	1,37°	0,61°	{100}	0,500
<211>	1,225	1,43°	1,24°	0,55°	{110}	0,354
<310>	1,581	1,26°	1,09°	0,49°	{210}	0,224
<111>	1,732	1,20°	1,04°	0,47°	{211}	0,204
<210>	2,236	1,06°	0,92°	0,41°	{310}	0,158

Tabelle 1: Kritische Winkel ψ_c , Atom- und Ebenenabstände für einige Kristallrichtungen, bzw. -ebenen des fcc-Gitters (letztere in Einheiten der Gitterkonstanten d_o). Die axialen kritischen Winkel wurden nach (2.8) und (2.6) mit $\alpha=1$ berechnet; die Bedingung (2.7) ist stets erfüllt.

Je dichter die Atome in einer Kette hintereinander angeordnet sind, umso größer ist der Abstand benachbarter Ketten, d.h. umso stärker ist die Führung des Ions durch das Gitter und umso offener ist der Kristall für ein eindringendes Ion. Ein Vergleich der Atomabstände d_r gibt also bereits einen Hinweis darauf, in welchen Kristallrichtungen aufgrund des axialen Channeling-Effekts besonders große Reichweiten der Ionen bei Einlagerungsexperimenten zu erwarten sind (siehe auch die kritischen Winkel ψ_c in Tabelle 1).

Entsprechend tritt ein großer planarer Channeling-Effekt dann auf, wenn sich das Ion zwischen zwei Ebenen bewegt, die einen großen Abstand d_e voneinander aufweisen.

Man erkennt an den Werten der Tabelle 1, daß der axiale Effekt in der Reihenfolge

$$\langle 110 \rangle \rightarrow \langle 100 \rangle \rightarrow \langle 211 \rangle \rightarrow \langle 310 \rangle \rightarrow \langle 111 \rangle \rightarrow \langle 210 \rangle \quad *)$$

abnehmen sollte, während für den Ebeneneffekt eine geänderte Reihenfolge gilt:

$$\{111\} \rightarrow \{100\} \rightarrow \{110\} \rightarrow \{210\} \rightarrow \{211\} \rightarrow \{310\}.$$

Die effektivsten Channeling-Kanäle sind demnach bei einem fcc-Kristall die $\langle 110 \rangle$ - und $\langle 100 \rangle$ -Richtungen, während die wirkungsvollsten Channeling-Ebenen die $\{111\}$ - und $\{100\}$ -Ebenen sind. Diese Erwartungen konnten bei Messungen integraler Reichweiteverteilungen im wesentlichen experimentell bestätigt werden, wenn auch Abweichungen von dem erwarteten Verhalten gefunden wurden ^{14,56,61}), die darauf hindeuten, daß sich die Reihenfolge zwischen der $\langle 100 \rangle$ - und der $\langle 211 \rangle$ -Richtung möglicherweise umkehrt.

Bei den bisher durchgeführten Reichweitemessungen wurden überwiegend integrale Tiefenverteilungen (radioaktiver) schwerer Ionen bestimmt, was auf die verwendeten Abschälverfahren zurückzuführen ist. Nur vereinzelt sind differentielle Verteilungen direkt gemessen worden ⁶²). Eine Zusammenstellung von frühen Reichweitemessungen (mit radioaktiven implantierten Ionen) findet sich bei Datz und Mitarbeitern ⁶³); einen Überblick über neuere Messungen gibt Whitton ¹⁴).

*) Wie es in der Kristall- und Festkörperphysik üblich ist ^{59,60}), werden in der vorliegenden Arbeit folgende Klammersymbole verwendet:

$\{hkl\}$ für eine bestimmte Kristallebene; z.B. $\{110\}$

$\{nkl\}$ für eine Gruppe gleichwertiger Ebenen; z.B. $\{110\}$
für $\{101\}$, $\{0\bar{1}1\}$, ...

$[hkl]$ für eine bestimmte Gitterrichtung; z.B. $[210]$

$\langle hkl \rangle$ für eine Gruppe gleichwertiger Richtungen; z.B. $\langle 210 \rangle$
für $[201]$, $[\bar{1}20]$, ...

Eine weitere wichtige Anwendung des Channeling-Effekts ist die Lokalisierung von Fremdatomen in einem Kristallgitter. Bisher wurde in diesem Kapitel der Einfluß einer regelmäßigen Gitterstruktur auf die Flugbahn und die Eindringtiefe eingestrahelter Ionen betrachtet. Im folgenden soll untersucht werden, wie sich die regelmäßige Anordnung der Absorberatome auf die Wechselwirkung von einfallenden Ionen mit Fremdatomen - d.h. Verunreinigungen des Wirtsgitters - auswirkt. Die Wechselwirkung der Ionen mit den Gitteratomen des Absorbers ist nur von sekundärem Interesse.



Fig. 3: Lokalisierung von Fremdatomen auf regulären Gitterplätzen (Quadrat), bzw. Zwischengitterplätzen (Stern, Dreiecke) in einem Wirtsgitter (Kreise)

Fig. 3 zeigt zwei mögliche Einstrahlungsrichtungen bei einem Channeling-Experiment (z.B. Rutherford-Streuung). Fremdatome auf regulären Gitterplätzen und solche auf Zwischengitterplätzen zeigen ein unterschiedliches Verhalten: Ein Fremdatom auf einem regulären Gitterplatz (Quadrat), d.h. eine Ersetzungsverunreinigung, zeigt unabhängig von der Einfallrichtung der Ionen

das gleiche Channeling - Verhalten wie das Wirtsgitter. Bei einer Verunreinigung auf einem durch den Stern gekennzeichneten Zwischengitterplatz ist bei Einstrahlung in Richtung (2) eine Reduzierung der Ausbeute, bei Einschuß in Richtung (1) dagegen eine Ausbeuteerhöhung zu erwarten, und entsprechend sollten Fremdatome auf den mit einem Dreieck gekennzeichneten Plätzen zu einem abgeschwächten Minimum (Einstrahlung in Richtung (1)), bzw. einer Ausbeuteerhöhung (Einstrahlung in Richtung (2)) führen.

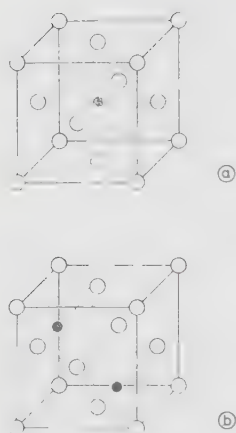


Fig. 4: Bevorzugte Zwischengitterpositionen von Fremdatomen in einem fcc-Gitter:
a) Oktaederplatz
b) Tetraederplatz
(zwei von 8 Möglichkeiten sind gezeichnet worden)

Zwei bevorzugte Zwischengitterpositionen eines fcc-Kristalls sind in Fig. 4 dargestellt:

- a) die Oktaederlage (Fig. 4a), bei der das Fremdatom in der Mitte der Elementarzelle von den 6 nächsten Nachbaratomen des Wirtsgitters (in den Flächenmitten) umgeben ist,
- b) die Tetraederlage (Fig. 4b), bei der 4 Atome des Gitters (eins in einer Ecke der Elementarzelle und 3 in den benachbarten Flächenmitten) das Fremdatom umgeben.

Äquivalente Oktaederplätze sind die Kantenmitten, so daß auf eine Elementarzelle 4 Oktaederlagen, aber 8 Tetraederlagen entfallen. Fremdatome auf Tetraederpositionen sitzen auf den Diagonalen der Elementarzelle im Abstand $D/4$ von den Eckatomen, wenn D die Länge der "Würfeldiagonale" ist.

Das unterschiedliche Channeling-Verhalten der beiden Zwischengitterpositionen geht aus Tabelle 2 hervor:

Einstrahlungsrichtung	Oktaederplatz	Tetraederplatz
$\langle 100 \rangle$	(-)	(+)
$\langle 110 \rangle$	(+)	(+)
$\langle 111 \rangle$	(-)	(-)

Tabelle 2: Unterschiedliches Verhalten von Fremdatomen auf Oktaeder- und Tetraeder-Zwischengitterplätzen eines fcc-Kristalls bei einem Channeling-Experiment. Es kennzeichnet (+) eine Erhöhung und (-) eine Verminderung der Ausbeute.

Während bei Einschub in $\langle 111 \rangle$ - und $\langle 110 \rangle$ -Richtung beide Zwischengitterpositionen gleiches Verhalten zeigen sollten (Ausbeute-

reduzierung (-), bzw. -erhöhung (+)), müßte die Einstrahlung in $\langle 100 \rangle$ -Richtung je nach Position zu unterschiedlichen Ergebnissen führen.

Das bisherige pauschale Bild einer "Ausbeuteverminderung", bzw. "-erhöhung" bedarf einer genaueren Diskussion. Für eine Ausbeutereduzierung ist auch hier der in Kap. 2.1 beschriebene Mechanismus des Channeling-Effekts verantwortlich. Ein gemessenes Ausbeuteminimum der Verunreinigungen wird durch den gleichen kritischen Winkel Ψ_c charakterisiert (siehe (2.6) und (2.8)), der für die zugehörige Kristallrichtung des Wirtsgitters maßgebend ist ⁶⁴⁾.

Zur Erklärung der Ausbeuteerhöhung betrachtet man einen homogenen Ionenstrahl, der parallel zu einer niedrigindizierten Richtung auf den Kristall trifft. Durch Streuung an den ersten Atomen der Ketten scheidet ein Teil (etwa 1...5%) der einfallenden Ionen aus dem Channeling-Prozeß aus und bewegt sich unkorreliert durch den Absorber weiter. Die verbliebenen Ionen beginnen ihre oszillierenden Flugbahnen im Kanal (zur Vereinfachung betrachtet man "Hyperchanneling" oder den planaren Channeling-Effekt). Die "Wellenlänge" jeder Bahn ist vom Abstand z_1 des Auftreffpunktes von der Kanalachse an der Oberfläche und dem dortigen mittleren Potential $U(z_1)$ abhängig. Wegen der Erhaltung der Querenenergie bleibt jedes Ion auf einen Kanalbereich $z < z_1$ beschränkt. Statistische Überlegungen (Lindhard ³⁵⁾) führen zu dem Ergebnis, daß schon nach wenigen Oszillationen (also in Tiefen von etwa 0,1 μm) ein statistisches Gleichgewicht der Ionen im Kanal erreicht ist; d.h. die im Abstand $z = z_1$ zur Achse eingestrahnten Ionen sind mit gleicher Wahrscheinlichkeit irgendwo in dem durch $z < z_1$ gegebenen Bereich anzutreffen. Da diese Überlegung für jeden Auftreffpunkt z_1 gilt, ist eine Erhöhung der Ionenstromdichte in einem engen Bereich nahe der Kanalachse die Folge. Wenn nun ein Fremdatom auf einem Zwischengitterplatz der Kanalachse deponiert ist, haben die einlaufenden Ionen eine stark erhöhte Trefferwahrscheinlichkeit, und eine Erhöhung der Ausbeute ist zu erwarten ⁶⁵⁾.

Wie die Betrachtung zeigt, tritt dieser "Flux-peaking-Effekt" erst in tieferen Absorberschichten auf, wenn sich eine erhöhte Ionenstromdichte im Kanalbereich aufgebaut hat. (An der Oberfläche ist die Ionenstromdichte unabhängig von z). Der Effekt ist äußerst empfindlich von der genauen Ausrichtung des Absorbers in Bezug auf den einfallenden Ionenstrahl abhängig. Schon geringe Abweichungen von $\Psi = 0$ lassen den Effekt verschwinden. Analytische Berechnungen der Winkelhalbwertsbreite Ψ_p der Ausbeuteerhöhung - in Analogie zum Winkel $\Psi_{1/2}$ - liegen noch nicht vor. Wegen der Abhängigkeit des Flux-peaking-Effekts von vielen schwer faßbaren Parametern - u.a. von der mittleren quadratischen Schwingungsamplitude ρ der Fremdatome und von der exakten Lage der Verunreinigung im Wirtsgitter - sind solche Berechnungen schwierig. Experimentelle Ergebnisse und Abschätzungen ^{11,66)} deuten darauf hin, daß Ψ_p wesentlich geringer als der kritische Winkel des zugehörigen Channeling-Falls ist. Nach Davies ⁹⁾ ist

$$\Psi_p \approx \frac{1}{5} \cdot \Psi_{1/2} \quad (2.13)$$

Nach Messungen von Picraux und Vook ⁶⁷⁾ kann das Verhältnis bei der Winkel noch weit ungünstiger sein.

Als Nachweismethode für die Lokalisierung von Fremdatomen wird bei den meisten Untersuchungen die Rutherford-Rückstreuungstechnik angewandt (siehe Kap. 1).

Eine weitere Möglichkeit sind Blocking-Messungen an radioaktiven Verunreinigungen ^{41,42)}. Wegen der beschränkten Auswahl an α - und β^+ -strahlenden radioaktiven Isotopen ist dieses Verfahren nur sehr begrenzt anwendbar.

Schließlich wurden auch bereits Kernreaktionen zum Nachweis leichter Fremdatome verwendet ⁶⁷⁻⁷²⁾. Obwohl sich hier die erforderlichen höheren Dosen der Verunreinigungsatome - insbesondere bei der Beobachtung des Flux-peaking-Effekts - nachteilig auswirken, stellt die Kernreaktionsmethode doch eine nützliche Ergänzung der anderen Untersuchungsmethoden dar.

3. Apparatur zur Durchführung der Bestrahlungsexperimente

3.1 Verbundexperiment zweier Beschleuniger

Die vorliegenden Bestrahlungsexperimente stellen an den (oder die) Beschleuniger sehr verschiedenartige Anforderungen - sowohl bezüglich der benötigten Ionenarten als auch bezüglich des sehr unterschiedlichen Energiebereichs der Ionen.

So soll die exakte Festlegung der Absorberorientierung durch Protonenstreuung erfolgen. Die dazu benötigten Protonen liefert ein 400 kV-SAMES-Beschleuniger im Dynamitron-Tandem-Laboratorium in Bocnum.

Die eigentlichen Bestrahlungsexperimente bestehen aus zwei verschiedenen Teilen:

- 1.) der Erzeugung einer Deuteronenverteilung im Absorber und
- 2.) ihrer Messung und Untersuchung mit Hilfe der $D(d,p)T$ -Kernreaktion.

Beide Teile der Bestrahlungsexperimente erfordern demnach Deuteronen, deren Energie allerdings verschieden sein kann. Da die Auswertung der Meßspektren zu physikalisch unsinnigen Resultaten führt, wenn Einlagerung und Nachweis bei gleichen Deuteronenenergien erfolgen, ist für die Einlagerung eine deutlich niedrigere Energie zu wählen als für die Analyse der Deuteronenverteilungen. Diese Forderung wird durch ein Verbundexperiment erfüllt, bei dem der 400 kV-SAMES-Beschleuniger zur Deuteroneneinlagerung und der 4 MV-Tandem-Beschleuniger des DTL zur Untersuchung der Verteilungen verwendet werden.

Fig. 5 zeigt die schematische Anordnung von Tandem- und SAMES-Beschleuniger sowie Targetkammer. Der Ionenstrahl des Tandems gelangt durch einen Analysiermagneten M1, durch einen Schaltmagneten M2 und das -45° -Strahlrohr in die Targetkammer. Der Schaltmagnet M2 ist zugleich Analysiermagnet für den SAMES-Beschleuniger: Er lenkt den SAMES-Ionenstrahl um -90° in die gleiche Targetkammer. Vom Magneten M2 bis zum Target haben die Ionen beider Beschleuniger den gleichen Weg zu durchlaufen, treffen

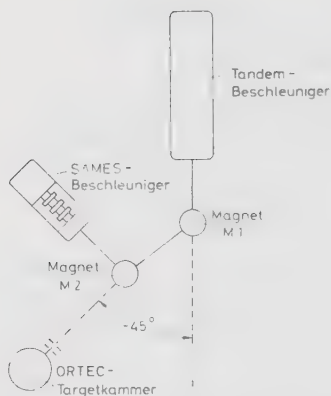


Fig. 5: Schematische Anordnung von SAMES- und Tandem-Beschleuniger sowie Targetkammer (Verbundexperiment)

also unter gleichen geometrischen Bedingungen auf das Target.

Ein System von elektrischen und magnetischen Quadrupolen, von magnetischen Strahl-Steuerungselementen (beam steerern) und Blenden (in Fig. 5 nicht eingezeichnet) dient zur optimalen Abbildung des Strahles auf die beiden Eintrittsblenden (Kollimatoren (23) in Fig. 6) vor der Targetkammer. Die kreisförmigen Blenden haben Durchmesser von 1,5 mm. Nach Passieren dieser Eintrittsblenden gelangt der Ionenstrahl in die Targetkammer.

3.2 Die Targetkammer

3.2.1 Kammer und Vakuumsystem

Für die Experimente steht eine ORTEC-Kammer der Serie 600 zur Verfügung (siehe Fig. 6). Der Innendurchmesser der Kammer beträgt etwa 43 cm, ihre Höhe 13,6 cm.

Der von außen drehbare Boden (1) enthält eine Anzahl von Schwalbenschwanzführungen, die zur Befestigung von Detektorhaltungen dienen. Über eine Vakuumschleuse können im Zentrum des Bodens Targetleitern (2) eingebracht werden. Auf diesen Leitern werden Targets zur Energiekalibrierung des Analysiersystems befestigt.

In Höhe der Strahlachse befinden sich im Kammerrand eine Reihe von Flanschen:

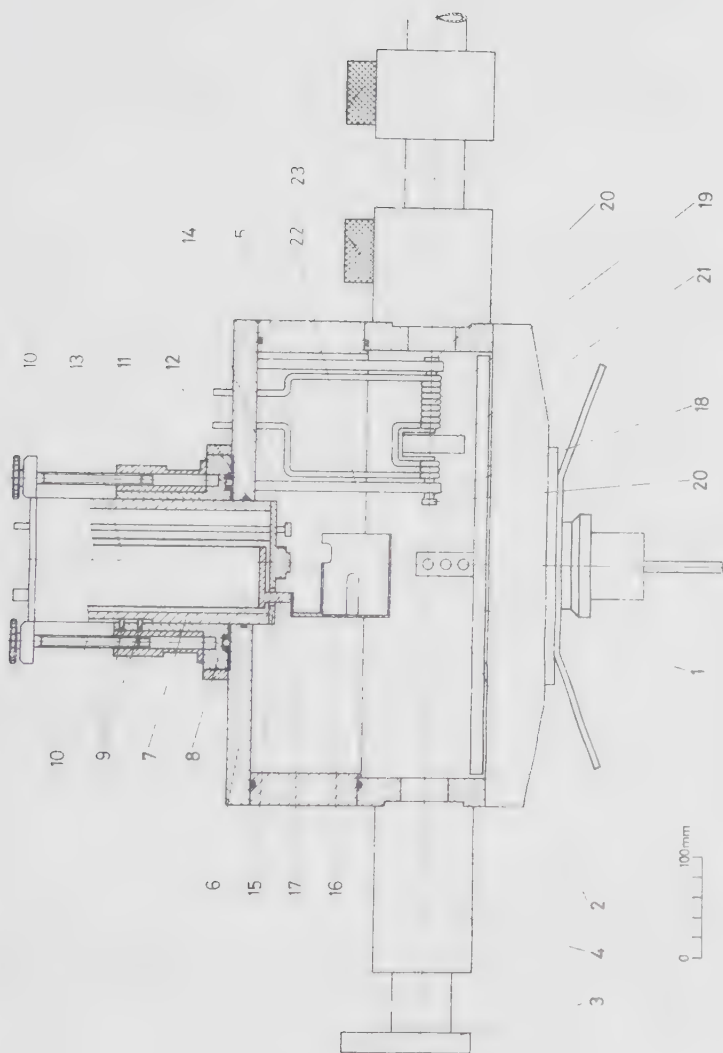


Fig. 6: Teilzeichnung 1:1 der Gesträngungsvariante. Die N₂-Versorgung der Kühlsysteme (13) und (19) sowie ein externer Mikromotor zum Antrieb des rotierenden Aufhängers (Kap. 3.2.7), die sich auf dem Kammerdeckel befinden, sind nicht dargestellt. Weitere Erläuterungen im Text.

Hinter der Kammer ist ein Faraday-Becher (3) - versehen mit einer Sekundärelektronenblende - angeflanscht, der die genaue Messung des Ionenstroms gestattet. Am gleichen Flansch (4) ist eine Turbomolekularpumpe angeschlossen (Pfeiffer, Typ THP 1000 S; Saugvermögen $1000 \text{ m}^3/\text{h} \approx 280 \text{ l/s}$); auch die Vakuumkontrolle erfolgt mit einer Veeco-Meßröhre (RG 75 K) über diesen Flansch.

Schließlich sind einige Flansche mit Quarzfenstern versehen, durch die man Einblicke in das Kammerinnere hat.

Auf dem Rand der Kammer sitzt ein 10,8 cm hoher Distanzring (5). Er bewirkt zum einen eine Vergrößerung des Raumes, der für die einzelnen Komponenten der Absorberbefestigung benötigt wird, zum anderen dient er - über einen seitlichen Flansch - als Befestigung für eine Ionenzerstäuberpumpe (Leybold-Heraeus, Typ IZ 120; Saugvermögen 120 l/s). Diese Pumpe wird zusätzlich zur Turbomolekularpumpe bei Drücken unter etwa 13,3 mPa (also unter $1 \cdot 10^{-5}$ Torr) betrieben. Auf diese Weise kann in der Kammer ein Vakuum von etwa 0,133 mPa (d.h. $1 \cdot 10^{-7}$ Torr) erreicht werden. Beim Betrieb des Schrittmotors während der Protonenstreuexperimente verschlechtert sich das Vakuum auf etwa 1,33 mPa (d.h. $1 \cdot 10^{-6}$ Torr).

Auf dem Distanzring (5) liegt der Targetkammerdeckel (6) auf. Um die azimutale Position des Deckels in Bezug auf die Strahlachse festzulegen, ist sowohl die Lage des Distanzringes auf dem Kammerrand als auch die des Deckels auf dem Distanzring durch Paßstifte fixiert.

3.2.2 Der zentrale Zylinder

Im Zentrum des Kammerdeckels befindet sich ein Zylinder (7), der in einer Manschette (8) so geführt wird, daß zwei verschiedene Bewegungsmöglichkeiten bestehen:

- 1.) eine vertikale Translation und
- 2.) eine Drehung um die vertikale Achse.

Bei der vertikalen Translation bewirken zwei Paßstifte (9) der

Manschette, die in einer Nut des Zylinders laufen, eine praktisch spielfreie senkrechte Verschiebung des Zylinders. Der vertikale Vorschub erfolgt durch zwei parallel laufende Gewindestäbe (10), die über Kettenräder und eine Kette mit einem Handrad synchron angetrieben werden. In einem Fenster der Manschette kann die Stellung des Zylinders - und damit die Höhe des Absorbers in Bezug auf die Strahlachse - auf 0,1 mm genau abgelesen werden. Insgesamt ist eine Verschiebung des Zylinders um 80 mm möglich.

Die Drehung des Zylinders um die vertikale Achse erfolgt durch eine Verdrehung der gesamten Manschette (Schneckengetriebe; Antrieb mit einem Handrad). Die beiden Paßstifte (s.o.) bewirken, daß der Zylinder mitgeführt wird. Um die bei der Drehung durch den Luftdruck verursachten Reibungskräfte zu reduzieren, gleitet die Manschette auf einem Kugellager (11). Manschette und Zylinder können um 360° gedreht werden; an einem Winkelnnonius kann die Winkeleinstellung mit einer Genauigkeit von $0,05^{\circ}$ abgelesen werden.

Ein Viton-O-Ring (12) in einer Nut des Kammerdeckels bewirkt die radiale Dichtung des Zylinders - auch bei beiden Bewegungsarten.

Im Innern des Zylinders ist ein Reservoir für flüssigen Stickstoff (13) untergebracht. Außerdem werden durch ihn zwei Edelstahlröhrchen (14) für die Kühlung des Absorbers, eine Anzahl von Thermoelementdrähten und die Kabel für die Schrittmotorversorgung geführt.

Der Zylinder wird am unteren Ende mit einer Montageplatte (15) abgeschlossen, die in der Symmetrieachse einen Gewindeansatz (mit einem Paßstift für die Positionsfixierung) zur Montage verschiedenartiger experimenteller Anordnungen enthält. Im vorliegenden Fall wird auf diesen Gewindeansatz der Goniometerkopf aufgebracht.

3.2.3 Goniometerkopf und Absorberbefestigung

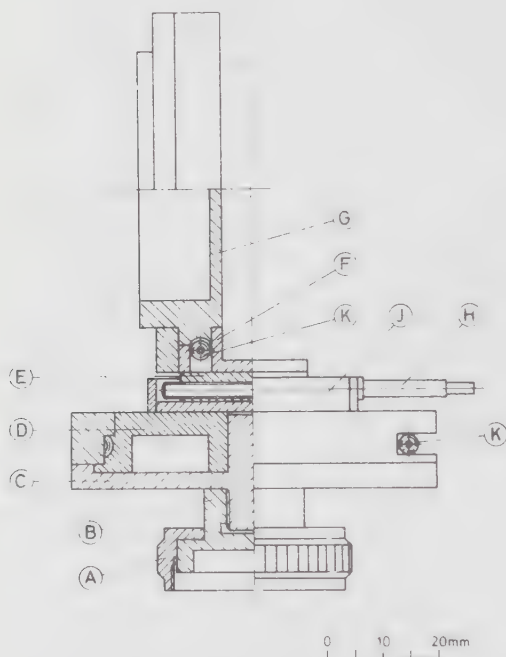


Fig. 7: Goniometerkopf (Erläuterungen
im Text)

Der Goniometerkopf (Fig. 7) ist so konzipiert, daß mit ihm die Vorjustierung der Einkristalle in der Laue-Kamera erfolgen kann. Nach erfolgter Vorjustierung wird der ganze Goniometerkopf mit einer Überwurfmutter (A) auf dem Gewindeansatz des zentralen Zylinders befestigt. Eine Nut im Montageflansch (B) des Goniometerkopfes auf der einen sowie je ein identischer Paßstift in der Laue-Kamera und am Gewindeansatz des zentralen Zylinders auf der anderen Seite bewirken eine geometrische Festlegung von Justierungsrichtung der

Laue-Kamera und Strahlrichtung des Beschleunigers.

Der Montageflansch des Goniometerkopfes geht in einen waagerechten Teller (C) über, dessen Mittelteil (D) um 360° gedreht werden kann (vertikale Drehachse). Die Genauigkeit der Winkelablesung beträgt $0,1^\circ$.

Auf dem drehbaren Teil des waagerechten Tellers befindet sich ein Schlitten (E). Er trägt einen vertikalen Teller (F), dessen innerer Teil - der Objektträger (G) - um eine horizontale Achse drehbar ist. Der Schlitten wird mit einer Spindel (H) in einer Schwalbenschwanzführung (J) verschoben. Mit dieser Translation

kann man die Oberfläche des Absorbers, der auf dem Objektträger befestigt wird, in die vertikale Drehachse des Systems bringen. Zur thermischen Isolierung des vertikalen Tellers - und damit auch des Absorbers - sind Schlitten (E) und Montageflansch (B) aus Edelstahl angefertigt. Der Objektträger kann im vertikalen Teller um 360° gedreht werden; auch hier liegt die Genauigkeit der Winkelablesung bei $0,1^{\circ}$.

Der Antrieb erfolgt bei beiden Tellern durch Schneckengetriebe (K), wobei Schneckenrad und Schnecke durch Federn zusammengepreßt werden, um eine möglichst spielfreie Drehung zu erreichen. Die Drehung des Objektträgers um seine horizontale Achse kann bei geschlossener Targetkammer durch Ansteuerung eines Schrittmotors vorgenommen werden, der an der zugehörigen Achse befestigt wird (siehe auch Fig. 10). Die Drehung des Absorbers um die vertikale Drehachse wird durch eine Drehung des gesamten zentralen Zylinders bewirkt.

Der zu bestrahlende Absorber wird auf dem Objektträger befestigt. Dabei sind an die Halterung des Absorbers folgende Anforderungen zu stellen:

- 1.) Sie muß eine mechanisch stabile Befestigung des Absorbers ermöglichen - auch noch bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs.
- 2.) Der Absorber - das gilt insbesondere für einen Einkristall - muß weitgehend mechanisch geschont werden.
- 3.) Zwischen Absorber und Unterlage ist ein sehr guter thermischer Kontakt erforderlich.

Alle drei Forderungen werden durch eine in Fig. 8 gezeigte Halterung erfüllt. Sie besteht aus zwei Klemmbacken ((A) und (B)), von denen eine (A) fest mit dem Objektträger (C) verbunden ist. In dieser Klemmbacke befindet sich auch eine Bohrung (D) für das Thermoelement, das für die Temperatursteuerung benötigt wird. Die zweite Klemmbacke (B) dagegen wird erst dann mit zwei kleinen Schrauben (E) gegen die erste gepreßt, wenn zwischen ihnen der Absorber eingebracht ist. Die Form der Backen ist dem jeweiligen Absorber angepaßt. Ist der Absorber zwischen beiden Backen



Fig. 8: Objektträger mit Absorberbefestigung

eingeklemmt, wird auch die zweite Klemmbacke mit einer Schraube (F) fest auf den Objektträger gepreßt. Die Klemmbacken umfassen den Absorber etwa bis zu seiner halben Höhe.

Von der Rückseite des Objektträgers her kann der Absorber gekühlt werden (Kap. 3.2.5). Drei Schlitzte (G) im Objektträger - um die Halterung herum angeordnet - sollen den Wärmestrom vom Absorber zum restlichen Goniometerkopf reduzieren, d.h. die Wärmekapazität des Systems verringern.

3.2.4 Schrittmotor für die Justierung des Absorbers

Um bei einem monokristallinen Absorber eine gewünschte Kristallrichtung parallel zu einer vorgegebenen ausgezeichneten Richtung - z.B. der Strahlachse - auszurichten, muß man die Mög-

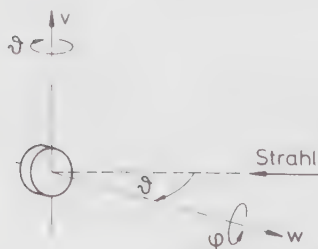


Fig. 9: Drehachsen bei der Einkristalljustierung

lichkeit haben, den Kristall um zwei senkrecht zueinander stehende Achsen zu drehen (Fig. 9). Dabei bildet die Drehachse w , die im vorliegenden Fall nahezu mit der Oberflächennormalen des Kristalls identisch ist, mit der Strahlachse zusammen die Einfallsebene. Die Drehachse v steht senkrecht auf dieser Ebene; sie verläuft in der Kristalloberfläche. Die zu den

Achsen w und v gehörenden Drehwinkel seien mit φ und ϑ bezeichnet, wobei der Drehwinkel ϑ in der Einfallsebene liegt.

Eine Drehung um die vertikale Drehachse kann - wie bereits erwähnt - durch eine Verdrehung der Manschette ((8) in Fig. 6) von außen erfolgen, da Manschette, zentraler Zylinder und Goniometerkopf gegenüber einer Drehung starr miteinander verbunden sind.

Die Drehung des Objektträgers um seine horizontale Achse wird durch einen Schrittmotor vorgenommen, der im Kammerinneren neben der Montageplatte des zentralen Zylinders befestigt wird. Der Schrittmotor (eine vakuumfeste Sonderausführung der Fa. Knab-Elektronik; Typenbezeichnung KS 030.3.12) ist in einer recht aufwendigen Halterung gelagert (Fig. 10).

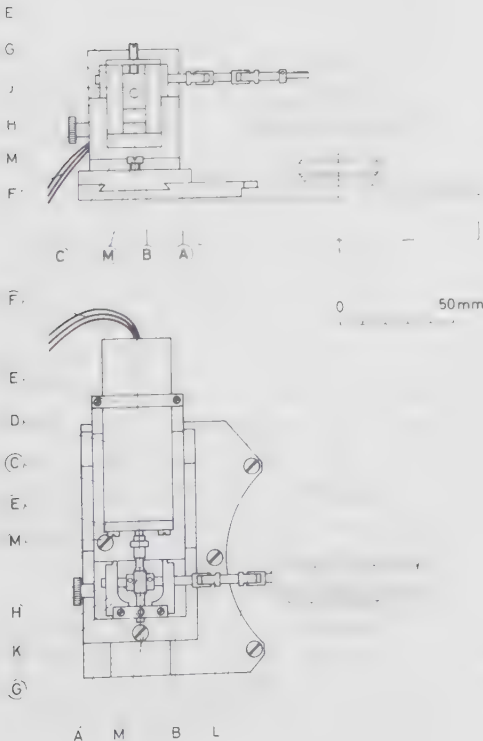


Fig. 10: Schrittmotor und Goniometer bei ausgerichteter Goniometerkopfachse.

- A: Montageplatte mit Schwalbenschwanzführung
- B: Schlitten 1 mit Schwalbenschwanz
- C: Schlitten 2 mit Schwalbenschwanz
- D: Schrittmotor
- E: Motorhalterung
- F: Zuführungskabel
- G: Lagerblock
- H: Führung des Lagerblocks
- J: Schlitten 3 mit Schwalbenschwanz und Lager der Schrittmotorachse
- K: Schneckengetriebe
- L: Kreuzgelenk
- M: Arretierschrauben

Die Halterung gestattet eine Ausrichtung des Schrittmotors in Bezug auf die Antriebsachse des Objektträgers. Diese Justierung wird dadurch erforderlich, daß je nach Vorjustierung des Kristalls in der Laue-Kamera die Stellung dieser Antriebsachse etwas verschieden ist.

Der Schrittwinkel des Schrittmotors beträgt 30° , d.h. für eine Umdrehung seiner Achse benötigt er 12 Schritte. Über ein Schneckengetriebe (Übersetzung 24:1) wird die Drehung der Schrittmotorachse auf eine mit einem Kreuzgelenk ausgestattete Achse übertragen, die fest mit der Antriebsachse des Objektträgers verbunden wird. Die 250 Zähne des Schneckenrades auf dem Umfang des Objektträgers bewirken eine weitere Untersetzung der Schrittmotordrehung, so daß einem Schritt des Schrittmotors eine Drehung des Objektträgers von $0,005^\circ$ entspricht.

Beide Schneckengetriebe weisen einen "toten Gang" auf, der - wie Tests zeigten - bei etwa $0,2^\circ$ liegt. Bei der Messung muß man ihn nur dann berücksichtigen, wenn man die Drehrichtung umkehrt. Aus diesem Grund wird im Experiment so verfahren, daß der Schrittmotor stets in Richtung steigender Schrittmotorstellungen betrieben wird (dem entsprechen auch steigende Winkel: "positiver Drehsinn"). Sollen kleinere Winkel vorgewählt werden, wird der Schrittmotor mindestens 100 Schritte ($\hat{=}$ $0,5^\circ$) unter den neuen Sollwert heruntergefahren, so daß die neue Stellung von dort aus wieder im positiven Drehsinn erreicht werden kann.

Ein weiterer möglicher Fehler bei der Drehung des Objektträgers um seine horizontale Drehachse ist darauf zurückzuführen, daß der Motor beim Einschalten manchmal einige zusätzliche Schritte - maximal 4...6 - in einer der beiden Drehrichtungen des Motors ausführt. Das bewirkt einen Winkelfehler von weniger als $0,03^\circ$. Diese zusätzlichen Drehungen erfolgen - wenn überhaupt - statistisch in einer der beiden Drehrichtungen, so daß sie sich bei häufigem Ein- und Ausschalten des Motors kompensieren.

Wie auch die Ergebnisse der Justierung durch Protonenstreuung (Kap. 4.2.3) zeigen, ist die Genauigkeit dieser Winkeleinstellung besser als $0,1^\circ$, d.h. sie ist besser als es die visuelle Noniusablesung am Rand des vertikalen Tellers zuläßt.

3.2.5 Kühlung des Absorbers

Da bei der Bestrahlung von Ni mit Deuteronen bei Raumtemperatur keine Deuteronenverteilung im Absorber aufgebaut werden kann ^{33,34}), erfordern die vorliegenden Bestrahlungsexperimente eine Kühlung des Absorbers.

Die Kühlung ^{*)} arbeitet nach dem Prinzip des Verdampferkryostaten ^{73,74}). Die Wirkungsweise geht aus Fig. 11 hervor.

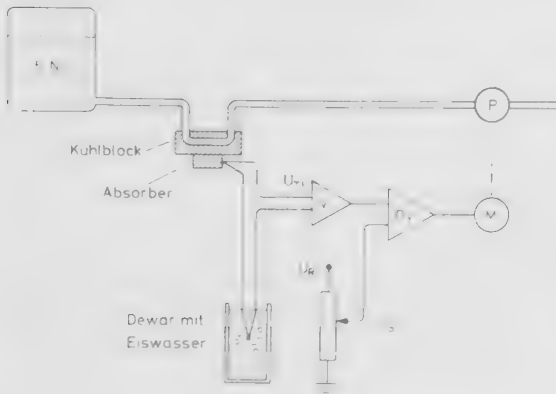


Fig. 11: Prinzipschaltbild der Absorberkühlung

V: Verstärker

DV: Differenzverstärker

M: Motor

P: Pumpe

U_{Th} : Thermospannung

U_R : Referenzspannung,
10 V stabilisiert

U_S : Sollspannung

Die Temperaturgenauigkeit und -konstanz, die man erreichen kann, hängt in erster Linie von der Ausführung des Kühlblocks sowie von der Targetbefestigung und damit von der Güte des thermischen Kontaktes zwischen Absorber und Kühlblock ab. Einen Schnitt des Kühlblocks zeigt Fig. 12; er besteht aus Kupfer und ist zum Schutz gegen eine Oxydation vernickelt. Dieser Kühlblock (A) wird am Goniometerkopf an der Rückseite des Objektträgers (B) angepreßt. Zur Verringerung der Wärmekapazität wird der Kühlblock am seitlichen Umfang mit einem Teflonband (C) gegenüber dem Objektträger thermisch isoliert; außerdem werden Edelstahlklammern (D) zum Anpressen verwendet, und schließlich ist auf der Rückseite des Objektträgers ein Ansatz (E) gedreht, der bewirkt,

^{*)} Entwicklung durch Herrn Dipl.Phys. M. Hufschmidt.

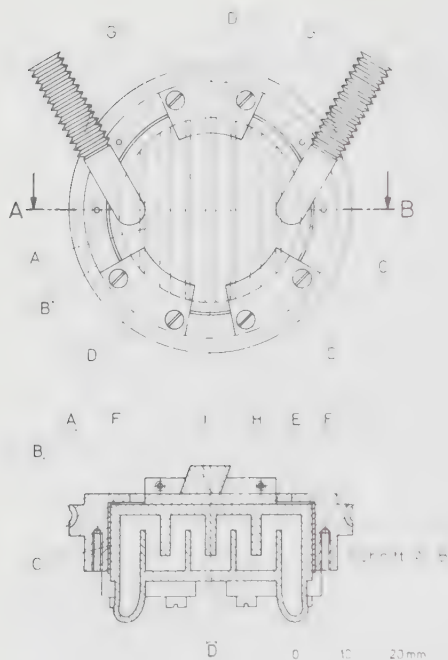


Fig. 12: Kühlblock, Objektträger und Absorber (J) - Schnitt und Ansicht von der Rückseite (siehe auch Fig. 7 und 8)

daß der Kühlblock nur in der Mitte des Objektträgers anliegt. Drei Schlitze (F) im Objektträger, die dem gleichen Zweck dienen, wurden im Kap. 3.2.3 erwähnt.

Als Verbindungsstücke zwischen Kühlblock und den beiden Anschlüssen für den flüssigen Stickstoff werden sehr flexible Ni-Bälge (Fa. Servometer Corporation) verwendet. Diese Bälge (G) werden mit Golddichtungen, die sich im ganzen Temperaturbereich zwischen Raumtemperatur und etwa -190°C als hochvakuumdicht erweisen, an den beiden Anschlüssen ((14) in Fig. 6) des zentralen Zylinders angeflanscht. Die Ni-Bälge verlieren auch bei der Temperatur des flüssigen Stick-

stoffs nur wenig an Flexibilität, so daß - bei angepreßtem Kühlblock - eine Drehung des Absorbers um die horizontale Drehachse des Objektträgers um mindestens $\pm 10^{\circ}$ möglich ist. (Stärkere Verdrehungen verkürzen die Lebensdauer der Bälge). Diese Begrenzung der Verdrehung bei befestigtem Kühlsystem schränkt allerdings die Möglichkeit ein, bei der Bestrahlung von der Ausgangsrichtung zu einer anderen ausgezeichneten Kristallrichtung überzugehen.

Die wesentlichen Merkmale eines Temperaturverlaufs - gemessen mit einem NiCr-Konstantan-Thermoelement an der feststehenden Klemmbanke ((H) in Fig. 12) der Absorberhalterung - gehen aus

Fig. 13 hervor:

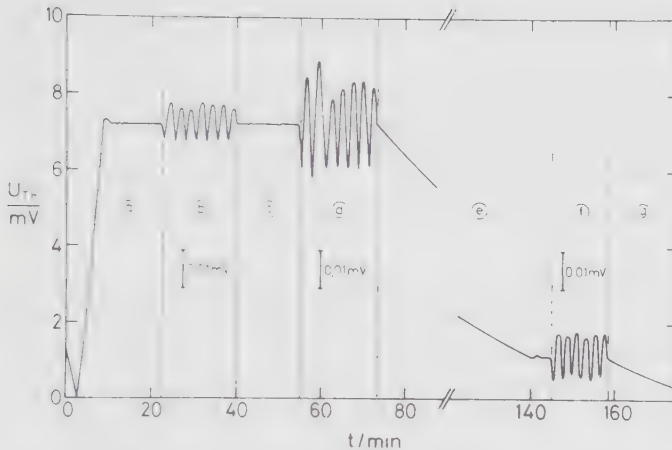


Fig. 13: Thermospannung U_{Th} in Abhängigkeit von der Meßzeit t . In den Bereichen (b), (d) und (f) ist eine Änderung des Ordinatenmaßstabs angedeutet. Außerdem ist in diesen Bereichen eine Dehnung der Zeitskala (Faktor 2) zu beachten, die in der Figur nicht eingetragen ist (d.h. die Regelung arbeitet typischerweise doppelt so schnell als es dargestellt worden ist).

Der Bereich (a) zeigt das Abkühlen des Absorbers von Raumtemperatur auf $T_1 = 123$ K (Vorzeichenumkehr der Thermospannung nach etwa 3 Minuten). Nach kurzem Einschwingvorgang wird T_1 erreicht. Ohne Strahl wird eine Temperaturkonstanz von

$$\Delta T_1 \approx \pm 0,15 \text{ K}$$

erzielt. Im Bereich (b) ist die Feinregelung der zugehörigen Thermospannung U_{Th} dargestellt.

Bei thermischer Belastung durch den Ionenstrahl (Bereich (c)) wird die Temperaturkonstanz verschlechtert auf

$$\Delta T'_1 \approx \pm 0,4 \text{ K}$$

(Bereich (d): Feinregelung von U_{Th}).

Im Bereich (e) ist das Aufheizen des Absorbers durch den

Strahl und durch Wärmeleitung auf $T_2 = 254 \text{ K}$ gezeigt (Unterbrechung der Zeitskala).

Bei der neuen Temperatur T_2 wird - trotz Belastung durch den Strahl - eine Temperaturkonstanz von

$$\Delta T_2 \approx \pm 0,1 \text{ K}$$

erreicht (Bereich (f)).

Schließlich erfolgt nach Abschalten der Absorberkühlung und des Ionenstrahls eine weitere Erwärmung des Absorbers - allein durch thermische Verluste (Bereich (g)).

3.2.6 Thermische Abschirmung von Absorber und Ionenstrahl

Bei der Untersuchung einkristalliner Effekte ist die Kontamination der Einkristalloberfläche mit Verunreinigungen - beispielsweise Kohlenwasserstoffverbindungen - ein ernstes Problem. Um die Verunreinigung der Absorberoberfläche zu reduzieren, ist der ganze Goniometerkopf mit einer thermischen Al-Abschirmung (Pos. (16) in Fig. 6) umgeben, die über einen Cu-Stab (17) mit dem Flüssig-Stickstoff-Reservoir (13) im zentralen Zylinder verbunden ist. Die Abschirmung enthält einen Schlitz für den eintretenden Ionenstrahl und für die Beobachtung der entstehenden Reaktionspartner.

Dem gleichen Zweck dient auch ein gekühltes Cu-Rohr (18), durch das der Ionenstrahl praktisch vom Eintritt in die Targetkammer bis an die Al-Abschirmung herangeführt wird. Die Kühlung des Cu-Rohres erfolgt mittels Kühlschlangen (19), die um das Cu-Rohr gewickelt sind, und durch die flüssiger Stickstoff geleitet wird. An beiden Enden des Cu-Rohres werden Ta-Blenden (20) eingesetzt (Durchmesser 1,5 mm), durch die die Begrenzung des Strahlflecks festgelegt wird. Zusammen mit den beiden gleich großen Eintrittsblenden in den Kollimatoren (23) vor der Targetkammer resultiert eine Strahldivergenz von weniger als $0,25^\circ$.

Seit dem Einbau der thermischen Abschirmung ist eine Ablagerung von Verunreinigungen im Strahlfleck visuell nicht mehr nachzuweisen. Trotzdem ist die Absorberoberfläche aber auch jetzt nicht völlig frei von Verunreinigungen. Das geht daraus hervor, daß die bei Tandem-Energien aufgenommenen Protonenspektren weiterhin Kohlenstoff- und Sauerstoff-Oberflächenreaktionen aufweisen, wodurch die Beobachtung der $D(d,p)T$ -Kernreaktion gestört werden kann (siehe auch Fig. 33 und die Diskussion in Kap. 5.2.1).

3.2.7 Normierung der Spektren: Rotierender Auffänger

Die quantitative Auswertung der Bestrahlungsexperimente erfordert eine Kenntnis der Ladung, die während der Aufnahme eines Spektrums oder während der Deuteroneneinlagerung auf dem Absorber aufgetroffen ist.

Bei der vorliegenden Apparatur wird der Ionenstrom durch einen rotierenden Auffänger gemessen (Fig. 14). Er besteht aus einem zweiflügeligen Rotor (A), dessen Drehachse parallel zur Strahlachse in der Einfallsebene liegt. An den Enden der Arme sind Ta-Bleche (B) befestigt, auf denen bei jedem Durchgang durch

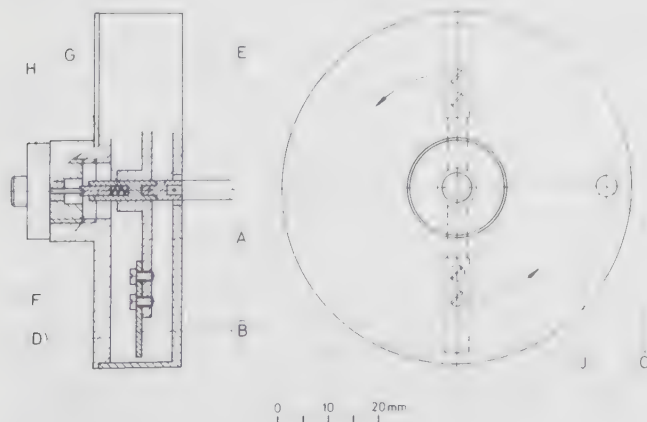


Fig. 14:
 Rotierender
 Auffänger
 E: Isolierung
 F: Kontakt-
 stift
 G: Feder
 H: Microdot-
 Durchführung
 Weitere Er-
 läuterungen
 im Text

die Strahlachse (C) ein Stromimpuls gemessen wird ^{*)}. Um eine Stromverfälschung durch Sekundärelektronen zu vermeiden, rotiert das gesamte Flügelrad in einem abgeschlossenen Gehäuse (D), das gegenüber dem Auffänger und auch gegenüber dem gekühlten Cu-Rohr auf einem Potential von -300 V liegt. An der Stelle der Strahlachse weist das Gehäuse zwei kleine Öffnungen (J) auf, durch die der Ionenstrahl passieren kann.

Das Gehäuse selbst befindet sich in einer Aussparung des - im vorangehenden Abschnitt beschriebenen - gekühlten Cu-Rohres (siehe Pos. (21) in Fig. 6). Der Antrieb des Flügelrades erfolgt über ein Schneckengetriebe und eine Magnetkupplung durch einen Mikromotor außerhalb der Kammer.

Vor Beginn der Bestrahlungsexperimente wird der Auffänger kalibriert, indem der Strom auf dem rotierenden Auffänger mit dem im Faraday-Becher hinter der Kammer verglichen wird. Dabei zeigt sich, daß das Verhältnis beider Ströme durch Änderungen der Ionenquellen - und der Strahlfokussierungsparameter beeinflusst wird, so daß der Fehler der Strommessung bei 10...15% liegt. Im Rahmen der Genauigkeit des Verfahrens ist das Verhältnis der auf Absorber und rotierendem Auffänger gemessenen Ströme allein durch die Geometrie bestimmt (d.h. durch das Verhältnis von Bahnumfang zur Breite der Ta-Bleche), was die Handhabung sehr vereinfacht, da eine ständige Überprüfung der Eichung während des Experiments überflüssig wird.

*) Die ursprünglich geplante Verwendung von - z.B. mit Li - bedampften Flügelrädern und damit die Normierung der Bestrahlungsexperimente über die Ausbeute einer Kernreaktion erwies sich wegen der kleinen Reaktionsquerschnitte bei den niedrigen Einlagerungsenergien als zu unzuverlässig. Die Entwicklung des elektrischen Auffängers erfolgte durch Herrn Dr. W. Möller.

3.3 Nachweis der Reaktionspartner

Die wesentlichen Komponenten der Nachweiselektronik gehen aus Fig. 15 hervor. Die zu analysierenden Teilchen werden in Oberflächensperrschichtzählern (ORTEC) nachgewiesen. In Vorverstärkern (Tenelec) und Hauptverstärkern (Tenelec) werden die gemessenen Impulse verstärkt, in einem Vielkanalanalysator (Canberra) registriert und nach ihrer Impulshöhe analysiert.

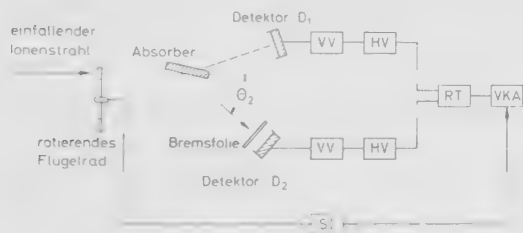


Fig. 15: Blockschatbild der Nachweiselektronik

D₁: Detektor für Protonenstreuung
D₂: Detektor für das Bestrahlungsexperiment

SI: Stromintegrator

VV: Vorverstärker

HV: Hauptverstärker

VKA: Vielkanalanalysator

RT: Router

Bei jedem Durchgang des Flügelrades durch den Ionenstrahl wird ein Stromimpuls abgenommen, mit einer Integrierstufe geglättet und auf den Eingang eines Stromintegrators gegeben. Über einen Vorwahlzähler steuert der Stromintegrator den Vielkanalanalysator.

Bei den hohen Ionenströmen der Bestrahlungsexperimente muß der Detektor durch

eine Bremsfolie geschützt werden, die die am Absorber elastisch gestreuten Deuteronen ($E_{\max} \approx 2 \text{ MeV}$) vom Detektor fernhält. Andererseits sind bei der Justierung des Absorbers Protonen sehr niedriger Energie ($E \leq 300 \text{ keV}$) zu analysieren. Beide Anforderungen lassen sich nur mit zwei verschiedenen Detektoren D₁ und D₂ verwirklichen; sie werden in zwei Schwalbenschwanzführungen des Targetkammerbodens mit einem Zwischenwinkel von 60° befestigt. D₁ ist durch keine Bremsfolie geschützt; D₂ enthält eine Bremsfolie (z.B. eine $8,2 \text{ mg/cm}^2$ starke Al-Folie, wenn $E_{d,\max} = 2 \text{ MeV}$ beträgt). Um die Auflösung des Detektors D₁ weiter zu verbessern, wird er durch Methanol (Kühlmaschine der Fa. Wobster, Typ UK 60 SW) auf -20°C gekühlt.

Mit dieser Anordnung kann bei dem Protonenstreuexperiment der Detektor D_1 im Bereich $0^\circ \leq \vartheta_1 \leq 60^\circ$ bewegt werden, ohne daß D_2 mit der Halterung des gekühlten Cu-Röhrchens (Pos. (22) in Fig. 6) kollidiert, was bei $\vartheta_2 > 120^\circ$ geschehen würde. Zugleich kann bei dem Bestrahlungsexperiment der Beobachtungswinkel des Detektors D_2 bis zu $\vartheta_2 = 60^\circ$ gewählt werden ^{*)}, ohne daß die am Absorber gestreuten Deuteronen in den ungeschützten Detektor D_1 gelangen können. In diesem Fall wird D_1 durch den massiven Absorber vor dem Ionenstrahl abgeschirmt.

Bei der Aufnahme von Eichspektren dagegen wird ϑ_2 zwischen 90° und 120° gewählt.

Der Detektor D_1 und der zugehörige Teil der Elektronik entfallen bei der Bestrahlung von polykristallinen Absorbern.

^{*)} Für die Beobachtung von Dichteprofilen mit der $D(d,p)T$ -Reaktion eignen sich sowieso nur Detektorwinkel $\vartheta_2 < 60^\circ$ (siehe Kap. 5.2.1).

4. Vorbereitung der Bestrahlungsexperimente

4.1 Präparation der Nickel-Absorber

4.1.1 Mechanische Politur von polykristallinen Proben

Die polykristallinen Ni-Proben stellen zylindrische Stababschnitte aus im Hochvakuum geschmolzenem Material dar (Hersteller: Materials Research GmbH). Der Durchmesser der Proben beträgt 9,6 mm (3/8"), die Dicke der Scheiben liegt zwischen 5 und 9 mm.

Nach Lieferung durch den Hersteller weisen die Stababschnitte starke Sägespuren in den Oberflächen auf, die zunächst durch feines Überdrehen in der Feinmechanischen Werkstatt beseitigt werden müssen.

Nach diesem ersten Glätten der Oberflächen werden die Proben auf einer Schleifmaschine (Wirtz, Typ: GT 250) poliert. Die Korngrößen der Diamantschleifscheiben sind von 15 μm über 7 μm , 3 μm und 1 μm bis 0,25 μm abgestuft. Die verbleibenden Restunebenheiten sind damit deutlich kleiner als die Reichweite von Deuteronen in Ni bei den verwendeten Energien:

$$R_d \approx 2 \mu\text{m} \quad \text{bei} \quad E_d = 0,4 \text{ MeV}$$

$$R_d \approx 11,2 \mu\text{m} \quad \text{bei} \quad E_d = 2,0 \text{ MeV}.$$

Schließlich werden die Proben nach der Politur in Frigen oder in Methanol gereinigt und auf dem Objektträger befestigt.

4.1.2 Behandlung der monokristallinen Proben

Die einkristallinen Ni-Proben (Fa. Materials Research, Reinheit 99,995 %) sind im Hochvakuum im Zonenschmelzverfahren hergestellt worden. Im Lichtbogen (mit der "Funkensäge") wurden die Proben spannungsfrei aus einkristallinen Stäben herausgeschnitten und anschließend - vom Hersteller - elektrolytisch abgeätzt.

Bei Betrachtung der Oberflächen unter dem Raster-Elektronen-

mikroskop (REM) stellte sich heraus, daß - im Rahmen der weiteren Kristallpräparation - eine zusätzliche elektrolytische Behandlung der Probenoberflächen erforderlich war.

Vor der elektrolytischen Politur wird jede Metallprobe in ein - bis etwa 10^{-5} Torr - evakuiertes Quarzröhrchen eingeschmolzen. In diesem Quarzröhrchen wird der Kristall in einen Muffelofen (Heraeus, Typ: MR 170) eingebracht und 5 bis 7 Tage bei 1000°C ausgeheilt. Um Gitterfehler zu verhindern, erfolgt das Abkühlen der Probe mit einer Geschwindigkeit unter 100°C/h .

Nach dem Tempern wird die Oberfläche des Einkristalls elektrolytisch poliert (Elektropoliergerät Lectropol der Firma Struers; Elektrolyt AC-2).

Nach jedem Poliergang wird die Polierlösung mit reichlich Wasser abgespült. Wenn sich die Kristalloberfläche nach einigen Poliergängen als gut spiegelnd erweist, wird die Probe - nach einer optischen Überprüfung unter einem Lichtmikroskop - in Methanol (p.a.) gereinigt.

Die {210}-Oberflächenorientierung der Ni-Einkristalle ist auf die Erfordernisse des Experiments abgestimmt ^{*)}. Die Genauigkeit der Orientierung, d.h. die Abweichung der Oberflächennormalen von der $\langle 210 \rangle$ - Richtung liegt - laut Angabe des Herstellers - unter 4° .

Wegen der gewählten Oberflächenorientierung bilden die Proben schiefe Zylinderscheiben (Dicke etwa 5 mm) mit elliptischen Oberflächen unterschiedlicher Abmessungen (die kleinste Nebenachse ist 7,3 mm und die größte Hauptachse 9,3 mm lang). Bedingt durch das Herstellungsverfahren sind die Seitenflächen der Proben sehr uneben, mit starken Schwankungen im Durchmesser und mit Wülsten versehen, so daß die Klemmbacken der Absorberbefestigung für jede einzelne der drei bezogenen Proben unterschiedlich ausfallen müssen.

^{*)} Bei Einlagerung und Nachschuß in jede der drei niedrigindizierten Kristallrichtungen soll die Verteilung beobachtet werden können - bei einer Detektorstellung in Vorwärtsrichtung bis maximal $\theta \approx 50^{\circ}$.

4.2 Justierung der Einkristalle

4.2.1 Justierung auf der optischen Bank

Nach Befestigung auf dem Goniometerkopf erfolgt eine erste Justierung des Einkristalls. Dazu wird der Goniometerkopf mit Hilfe eines speziellen Aufsatzes auf eine optische Bank gebracht; ein Paßstift fixiert wiederum die Lage des Goniometers in Bezug auf die optische Achse. Durch eine Verschiebung des Schlittens wird die Oberfläche des Kristalls in die vertikale Drehachse des Goniometers gebracht. Ein Fernrohr ermöglicht die optische Überprüfung dieser Translation.

In einem weiteren Justierschritt wird durch Autokollimation (Spiegelung eines parallelen Lichtstrahls an der Kristalloberfläche) die genaue Winkelstellung der vertikalen Drehachse bestimmt, bei der Oberflächennormale des Kristalls und optische Achse parallel ausgerichtet sind. Es erweist sich, daß die Oberflächennormale des Absorbers und die horizontale Drehachse des Goniometerkopfes nicht exakt identisch sind, was in erster Linie auf die Halterung (Kristallbefestigung durch Klemmbacken) zurückzuführen ist. Diese Abweichung ist nur bei monokristallinen Absorbern festzustellen.

Die Parallelstellung von Oberflächennormale und optischer Achse ist zur Festlegung des Winkels α zwischen Strahlrichtung und Absorberoberfläche bei den Bestrahlungsexperimenten erforderlich.

Die Abweichung der Oberflächennormale des Absorbers von der horizontalen Drehachse des Goniometerkopfes liegt bei etwa 3° und bewirkt, daß die Einfallsebene gegen die Waagerechte in der Regel etwas geneigt ist. Die Folge ist ein Winkelfehler bei der Bestimmung des Winkels α , der sich je nach Absorberstellung unterschiedlich auswirkt ($\Delta\alpha \leq 0,15^\circ$ bei $\alpha = 30^\circ$, aber $\Delta\alpha \leq 0,4^\circ$ bei $\alpha = 10,5^\circ$). Weiterhin ist die Goniometerstellung in Bezug auf die Strahlachse in der Kammer trotz der Paßstifte im Distanzring, im Targetkammerdeckel und im Montageflansch des zentralen Zylinders nur auf etwa $0,3^\circ$ genau festgelegt, so daß der Zwischenwinkel α nur auf etwa $0,5^\circ$ genau bestimmt werden kann; in ungünstigen Fällen kann der Fehler bei $0,7^\circ$ liegen.

4.2.2 Justierung in der Laue-Kamera

Trifft ein Röntgenstrahl (kontinuierliches Spektrum) auf einen Einkristall, so wird ein Teil der Strahlung an den Netzebenen des Kristalls gestreut, wenn die Braggsche Reflexionsbedingung

$$2d \cdot \sin \gamma = n\lambda \quad (4.1)$$

erfüllt ist. Hier kennzeichnet d den nächsten Abstand der reflektierenden Netzebenen, γ den Glanzwinkel, d.h. den Winkel zwischen Primärstrahl und Netzebene, λ eine Wellenlänge des Röntgenspektrums, die die Bedingung (4.1) erfüllt, und n die Ordnung der Reflexion. Kohärente Interferenz der gestreuten Strahlung führt zu Reflexen nur in den durch γ bestimmten Richtungen - es gilt das elementare Reflexionsgesetz -, so daß man z.B. auf einem Film ein Beugungsbild, das Laue-Diagramm, registrieren kann, das die gleichen Symmetrieelemente wie die senkrecht durchstrahlte Netzebene aufweist^{60,73}.

Dieser physikalische Befund liegt einer Laue-Kamera zugrunde (Fig. 16), die es gestattet, eine gewünschte kristallographische Richtung parallel zur optischen Achse der Kamera auszurichten. Der durch einen Kollimator ausgeblendete Röntgenstrahl trifft in der optischen Achse der Kamera auf den zu justierenden Kristall.

Das Beugungsbild wird bei massiven Absorbern in Reflexion beobachtet und auf einem Film registriert. In der Mitte des Films ist daher eine Öffnung für den durchgehenden Röntgenstrahl vorgesehen.

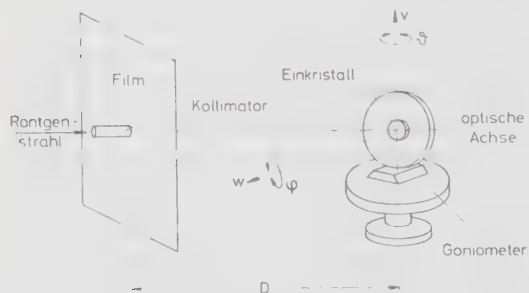


Fig. 16: Goniometerkopf in der Laue-Kamera (schematisch). Die vertikale Drehachse liegt in der Oberfläche des Einkristalls; Röntgenstrahl und horizontale Drehachse bilden die Einfallsebene. (D = Abstand des Kristalls vom Film).

Der Goniometerkopf wird auf einem Schlitten in die Laue-Kamera (Philips, Typ: PW 1030) eingebracht. Durch eine Verschiebung des Schlittens auf der optischen Bank der Kamera kann der Abstand D zwischen Film und Kristall verändert werden; in der Regel wird $D = 60$ mm gewählt.

Die Aufgabe besteht nun darin, den Ni-Einkristall durch Verdrehen der beiden Achsen v und w so auszurichten, daß der Röntgenstrahl senkrecht auf eine gewünschte niedrigindizierte Kristallebene trifft. Das Justierverfahren soll am Beispiel einer $\{111\}$ -Ebene erläutert werden.

Die Ausgangslagen der Goniometerwinkel seien ϑ_a und φ_a . In einem ersten Justierschritt wird - bei angenäherter Senkrechstellung von Röntgenstrahl und Kristalloberfläche (neuer Winkel φ_1) - ein Laue-Diagramm der (210)-Absorberoberfläche aufgenommen. Die (210)-Ebene eines fcc-Kristalls weist als einziges Symmetrielement eine Spiegelebene auf (Fig. 17), die auch in der Laue-Aufnahme zu finden ist. In der Regel bilden Spiegelebene und Waagerechte einen Zwischenwinkel

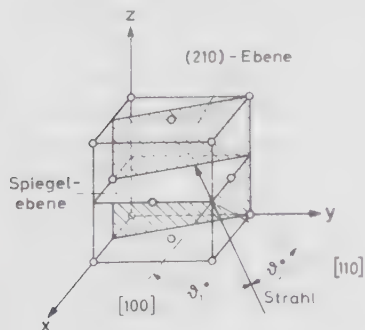
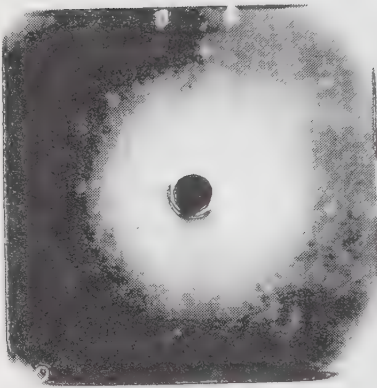


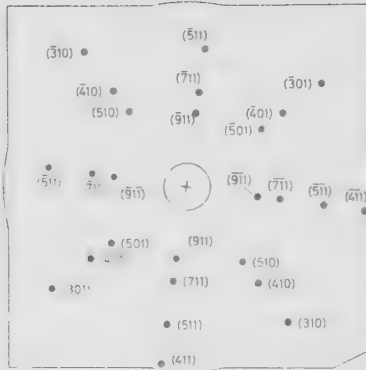
Fig. 17: Elementarzelle des fcc-Gitters. Der Röntgenstrahl fällt hier senkrecht auf die (210)-Ebene in der zugehörigen Spiegelebene ein

gerechte einen Zwischenwinkel $\Delta\varphi_1$, den man dem Laue-Diagramm direkt entnehmen kann. Durch Drehung an der w -Achse wird die Spiegelebene waagerecht gelegt (neuer Winkel φ_1). Nach dieser Korrektur liegt die Strahlachse, ebenso wie u.a. die $[100]$ -Richtung des Kristalls, in der Spiegelebene. Der Zwischenwinkel zwischen $[210]$ und $[100]$ -Richtung ist elementar zu bestimmen ($\vartheta_1^* = 26,6^\circ$). So ist es leicht möglich, die Strahlachse parallel zur $[\bar{1}00]$ -Richtung auszurichten, indem man ϑ um ϑ_1^* korrigiert. Neben dem in Fig. 17 skizzierten Fall ist auch eine um 180° gedrehte Stellung der Elementarzelle (in Bezug auf die Strahlachse) denkbar.

Neben dem in Fig. 17 skizzierten Fall ist auch eine um 180° gedrehte Stellung der Elementarzelle (in Bezug auf die Strahlachse) denkbar.



18a



18b

Fig. 18: Laue-Diagramm der $\langle 100 \rangle$ -Richtung. Die Abweichung des Symmetriezentrums der Reflexe vom Filmzentrum ist bereits korrigiert worden, d.h. Strahlrichtung und $[100]$ -Richtung stimmen miteinander überein. Fig. 18a zeigt die gemessenen und Fig. 18b die berechneten Reflexe der reflektierenden Ebenen, die den gemessenen Reflexen der Laue-Aufnahme zugeordnet werden konnten (wobei die Ordnung der Reflexe unberücksichtigt geblieben ist).

Die Drehrichtung der Verdrehung θ^* ist für beide Fälle entgegengesetzt. Welche der beiden Möglichkeiten realisiert ist, muß das zugehörige Laue-Diagramm erweisen: Die (100) -Ebene hat als Symmetrieelemente eine vierzählige Symmetrieachse sowie 4 um 45° versetzte Spiegelebenen. Im zugehörigen Laue-Diagramm (Fig. 18) müssen die gleichen Symmetrieelemente zu sehen sein. Bei der bisherigen Betrachtung sind die Abweichungen von Oberflächennormale, $[210]$ -Richtung und horizontaler Drehachse noch unberücksichtigt geblieben. Bei den vorliegenden Kristallen sind diese Abweichungen aber durchaus relevant. Die Folge ist, daß die Ausrichtung der Kamera-Achse und der $[100]$ -Richtung des Kristalls nach der Korrektur von θ um θ_1^* noch nicht vollständig ist, was sich in einer Abweichung des zentralen Bildreflexes vom Filmzentrum (= Durchstoßpunkt der Kameraachse) auswirkt. Ein Rechenprogramm (Anhang 8.1.2) ermöglicht es, aus dieser Abweichung, aus dem Abstand D zwischen Film und Kristalloberfläche, sowie aus dem Winkel zwischen optischer Achse des Systems und w -Achse die erforderlichen

Drehwinkelkorrekturen $\Delta\vartheta_2$ und $\Delta\varphi_2$ zu berechnen. Danach ist die $[\bar{1}00]$ -Richtung des Kristalls genau parallel zum Röntgenstrahl ausgerichtet; die neuen Winkelstellungen seien ϑ_2 und φ_2 . Somit ist eine niedrigindizierte Kristallrichtung eindeutig identifiziert worden.

Um jede gewünschte Richtung finden zu können, muß man noch eine weitere Kristallrichtung eindeutig justiert haben. Es bietet sich an, von der Stellung (ϑ_1, φ_1) ausgehend, durch eine Verdrehung der vertikalen Achse um ϑ_2^* - entgegengesetzte Richtung wie ϑ_1^* - die $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung aufzusuchen ($\vartheta_2^* = 18,4^\circ$). Nach entsprechenden Korrekturen sei die $[\bar{1}\bar{1}0]$ - (oder irgend eine andere zweite) Kristallrichtung eindeutig gefunden und identifiziert worden; die zugehörigen Winkelstellungen seien ϑ_3 und φ_3 .

Nunmehr kann man den Übergang zu einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung durch Verdrehungen $\Delta\vartheta_4$ und $\Delta\varphi_4$ vornehmen, indem man die erforderlichen Drehwinkel mithilfe der in Anhang 8.1.3 angegebenen Formeln berechnet. Waren die ersten beiden Richtungen (ϑ_2, φ_2) und (ϑ_3, φ_3) genau justiert worden, so weisen in der neuen Stellung (ϑ_4, φ_4) der zentrale Bildreflex des Laue-Diagramms und das Filmzentrum praktisch keine Abweichung voneinander auf. Damit sind die endgültigen Goniometerwinkel ϑ_4 und φ_4 gefunden.

Die aus kernphysikalischen Gründen erforderliche starke Schrägstellung des Kristalls bei der letzten Goniometerkopfeinstellung hat zur Folge, daß ein Teil des Films durch den Kristall und die Absorberbefestigung abgeschattet wird.

Die Genauigkeit dieser Kristallausrichtung ist etwas besser als 1° , wie die - genauere - Justierung durch Protonenstreuung zeigt.

4.2.3 Justierung durch Protonenstreuung

4.2.3.1 Allgemeines zum Verfahren

Das folgende Justierverfahren geht auf Streuexperimente von Bøgh und Uggerhøj^{76,77)} zurück.

Bestrahlt man einen massiven Absorber mit Protonen (Fig. 19) und registriert in einem Detektor das Spektrum der elastisch gestreuten Protonen, so mißt man ein Spektrum, wie es in Fig. 20 dargestellt ist: Von hohen Energien kommend folgt einem steilen

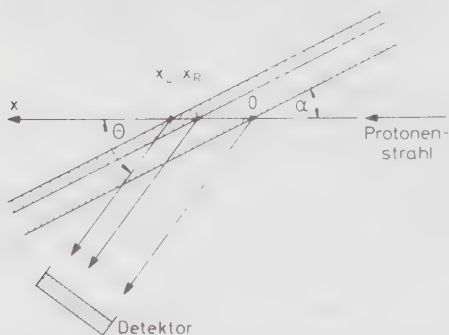


Fig. 19: Protonenstreuung an einem massiven Absorber. Bestrahlung in x-Richtung, Detektor unter θ , Absorberoberfläche unter α . Bei einkristallinen Absorbern ist die Streuenausbeute aus einer Schicht $\Delta x = x_L - x_R$ ein Maß für die Ausrichtung des Kristalls (siehe Text)

Anstieg bei einer maximalen Energie E_0 zu niedrigeren Energien hin ein weiterer, schwächerer Anstieg der Protonenausbeute, der sich bis zur Energie $E_p = 0$ erstreckt. Der starke Anstieg bei $E_p = E_0$ ist Streueignissen an der Absorberoberfläche ($x = 0$) zuzuordnen. Streuprozesse im Innern des Materials ($x > 0$) entsprechen - wegen des Energieverlustes der Protonen im Absorber vor und nach dem Stoß - Protonenenergien $E_p < E_0$. Den Zusammen-

hang zwischen der Energie E_p der gestreuten Protonen und dem Ort x der Streuung zeigt Fig. 21. Demnach kann man einem Energiefenster $E_L \leq E_p \leq E_R$ knapp unter E_0 eineindeutig eine Schicht $x_L \geq x \geq x_R$ knapp unter der Absorberoberfläche zuordnen.

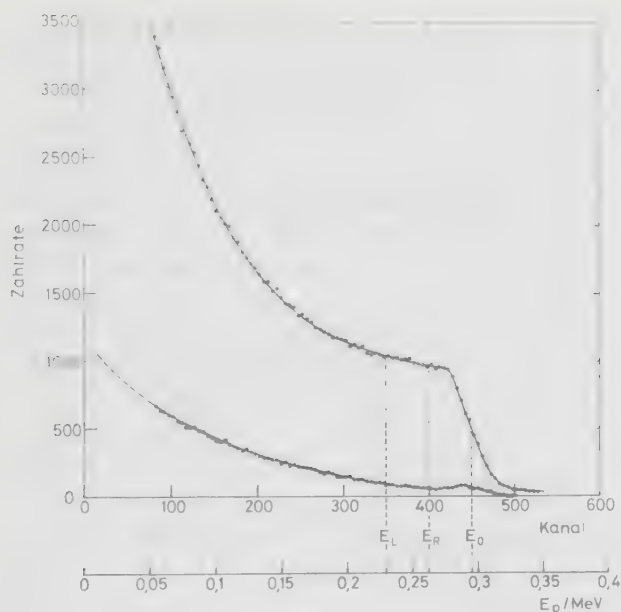


Fig. 20:
Spektrum der elastisch gestreuten Protonen bei Be-
strahlung eines Ni-
Einkristalls mit
Protonen der Ener-
gie $E_i = 0,3$ MeV;
Detektor unter $\Theta = 50^\circ$.
Bei Einschuss in eine
<100>-Richtung
- unteres Spektrum -
ist die Streurrate
gegenüber einem "zu-
fällig" (random) aus-
gerichteten Kristall
- oberes Spektrum -
erheblich reduziert.
Zur Justierung wer-
den die Streuerausbeuten
im Energiefenster
 $\Delta E = E_R - E_L$ in Abhängig-
keit von den Dreh-
winkeln φ und ϑ ge-
messen

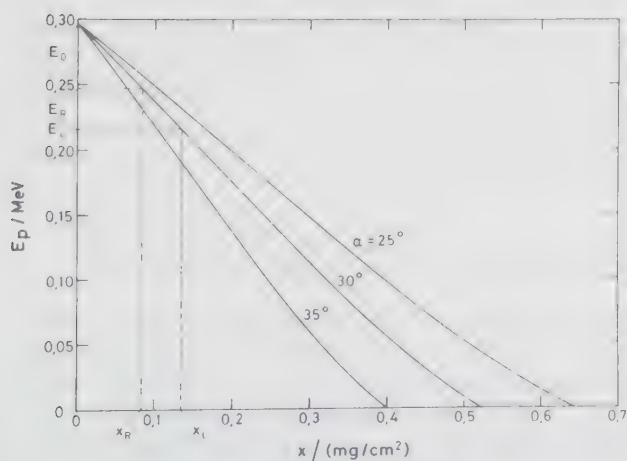


Fig. 21:
Energie E_p der elastisch gestreuten
Protonen in Abhän-
gigkeit vom Ort x
der Streuung im Ab-
sorber für verschie-
dene Winkel zwischen
Strahl und Target-
oberfläche ($\alpha = 25^\circ$,
 30° und 35°). Ein-
schußenergie der
Protonen $E_i = 0,3$ MeV;
Detektor unter $\Theta = 50^\circ$.
Für die Absorber-
stellung $\alpha = 30^\circ$ ist
das im Experiment
verwendete Energie-
fenster ΔE und der
zugehörige Tiefen-
bereich Δx gekenn-
zeichnet

Protonen, die etwa bei der halben Reichweite (oder tiefer) gestreut werden, gelangen - bei einer symmetrischen Stellung des Absorbers in Bezug auf Strahl- und Detektorrichtung - gerade nicht mehr in den Detektor.

Erfolgt die Bestrahlung bei einem monokristallinen Absorber parallel zu einer niedrigindizierten Kristallrichtung, dann wird die Streuausbeute drastisch reduziert (siehe Fig. 20). Der Channeling-Effekt bewirkt hier, daß sich die einlaufenden Protonen den Gitterreihen des Absorbers nur streifend nähern; stärkere Annäherungen an die Gitteratome, die für größere Streuwinkel θ erforderlich wären, werden weitgehend unterdrückt. Dieser Effekt der reduzierten Streuausbeuten ist in geringen Tiefen - knapp unter der Absorberoberfläche - besonders deutlich, weil hier der Anteil der vom Gitter geführten Protonen am gesamten Protonenstrahl höher ist als in tieferen Schichten, wo sich ein stärkeres "Dechanneling" der Protonen bemerkbar macht.

Diese Auswirkung des Channeling-Effekts liegt einem Verfahren zur genauen Kristalljustierung zugrunde, bei dem die Protonenstreureate im Energiefenster $E_L \leq E_p \leq E_R$ in Abhängigkeit von den Winkelstellungen φ und ϑ der Goniometerachsen aufgenommen wird. Die Größe dieser integralen Streureate ist ein Maß für die Ausrichtung des Kristalls. Erfolgt die Bestrahlung genau in Richtung der betrachteten niedrigindizierten Kristallrichtung, so weist die Streureate ein Minimum auf.

4.2.3.2 Ergebnisse der Justierung und ihre Interpretation

Nach der Vorjustierung in der Laue-Kamera wird der einkristalline Ni-Absorber auf dem Goniometerkopf in die Targetkammer eingebaut. Die Justierung durch Protonenstreuung erfolgt mit dem SAMES-Beschleuniger bei einer Protonenenergie von $E_p = 0,3$ MeV. Der Ionenstrom am ungekühlten Absorber liegt bei 10 bis 12 nA. Die gestreuten Protonen werden in einem unter $\theta = 50^\circ$ stehenden Detektor registriert, der einen Raumwinkel von $d\Omega = 4,6 \cdot 10^{-5}$ sr erfaßt. Die Breite des ausgeblendeten Energiefensters im

Protonenspektrum liegt bei $\Delta E_p \leq 31,5$ keV.

Bei festgehaltenem Winkel ψ (am äußeren Rand des zentralen Zylinders) wird die integrale Streurrate im Energiefenster in Abhängigkeit vom Winkel φ (Verdrehung durch den Schrittmotor) aufgenommen. Die folgenden Ergebnisse und die anschließende Diskussion beziehen sich auf eine Ausrichtung des Ni-Einkristalls in 110 -Richtung.

Fig. 22a zeigt eine Schar gemessener Kurven - mit dem Winkel ψ als Parameter. Jeder Meßpunkt stellt den Mittelwert aus mindestens zwei aufeinanderfolgenden Messungen dar.

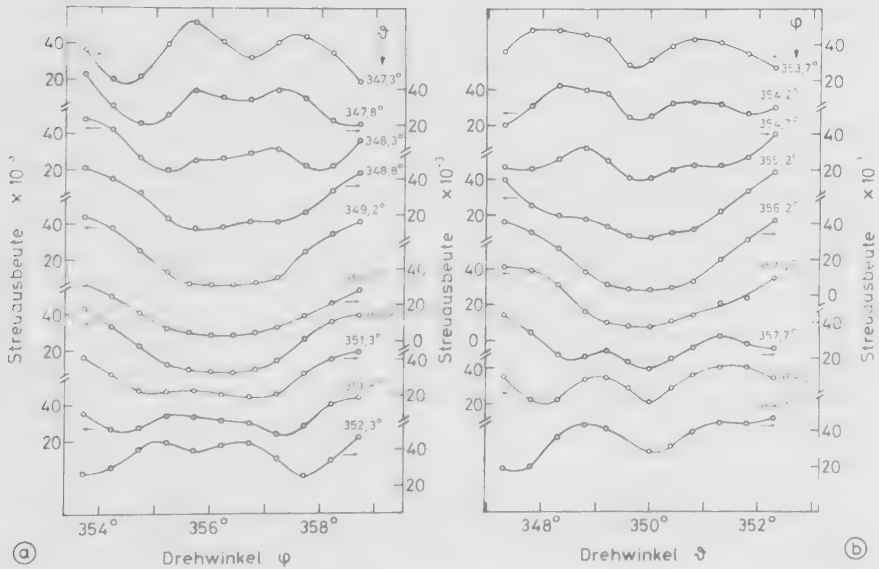


Fig. 22: Integrale Streurrate in Abhängigkeit von den Drehwinkeln des Goniometerkopfes.

- a) Variation von φ bei festgehaltenen Winkelstellungen ψ
- b) Variation von ψ ; Parameter: Drehwinkel φ .

Der besseren Übersicht wegen ist der Ordinatenmaßstab für jeden neuen Winkelparameter etwas verschoben worden. Die kleinen Pfeile an den Kurven deuten auf den zugehörigen Ordinatenmaßstab

Durch eine andere Auftragung der Meßwerte kann man ebenso die integrale Streuraten in Abhängigkeit von ϑ erhalten (Parameter: φ); diese Kurvenschar ist in Fig. 22b gezeichnet.

Aus beiden Diagrammen gewinnt man eine zweiparametrische Darstellung der Meßergebnisse in Form von Linien gleicher Protonenstreuausbeute ("Höhenschichtlinien"). Die Minimumslage dieser Darstellung (Fig. 23) kennzeichnet die Winkelstellungen φ_0 und ϑ_0 , die der betrachteten Kristallrichtung - hier also der $[110]$ -Richtung - zuzuordnen sind.

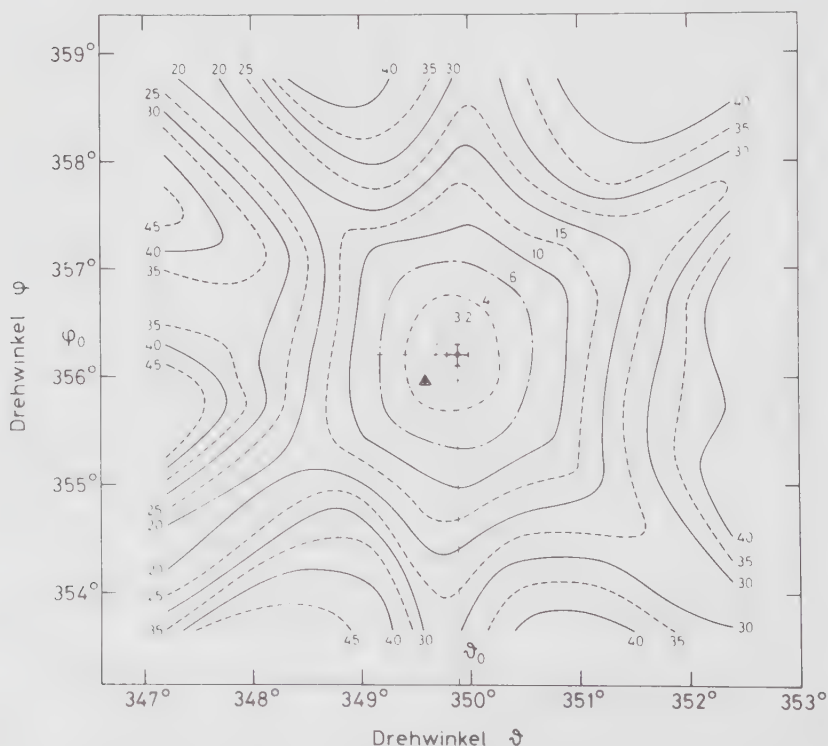


Fig. 23: "Durchlässigkeitsverteilung der Kristalloberfläche", d.h. Linien konstanter Streuraten. Die Zahlen an den Höhenschichtlinien geben die Streuraten in je 1000 Ereignissen an. Das Minimum dieser zweiparametrischen Darstellung gibt die Winkel φ_0 und ϑ_0 , die der $[110]$ -Richtung zugeordnet werden können. Die Fehlerbalken der Minimumslage kennzeichnen den (abgeschätzten) Fehler der Minimumbestimmung: $\Delta\varphi_0 = \Delta\vartheta_0 = \pm 0,1^\circ$. Das Dreieck (Δ) kennzeichnet die Ausgangslage der Justierung aufgrund der Vorjustierung in der Laue-Kamera

Zum besseren Verständnis dieser "Durchlässigkeitsverteilung der Kristalloberfläche" kann man zunächst Schnitte eines konstanten Drehwinkels φ betrachten - wie sie in Fig. 22b zweidimensional dargestellt sind.

Zur einfacheren Beschreibung soll angenommen werden, daß Oberflächennormale, $[\bar{2}10]$ -Richtung des Kristalls und waagerechte Drehachse exakt miteinander übereinstimmen - genauso wie der Fußpunkt F der w-Achse und der Auftreffpunkt des Protonenstrahls auf der Oberfläche. Im allgemeinen Fall einer beliebigen $\langle 210 \rangle$ -Oberflächennormale und einer allgemeinen $\langle 110 \rangle$ -Richtung sind die folgenden Betrachtungen ein wenig zu modifizieren.

Der einfallende Protonenstrahl und die w-Achse liegen in einer Ebene, der Einfallsebene. In dieser Ebene liegt auch eine Kristallebene (hkl) des Absorbers. Betrachtet man den Fall $\varphi = \text{const}$ und dreht den Kristall um die v-Achse, so bedeutet das eine Drehung der (hkl)-Ebene um den Drehpunkt F am ortsfesten Protonenstrahl vorbei. Eine äquivalente (und einfacher darzustellende) Beschreibungswiese ist es, einen raumfesten Kristall zu betrachten und den Protonenstrahl in der (hkl)-, bzw. Einfallsebene um F zu drehen (Fig. 24).

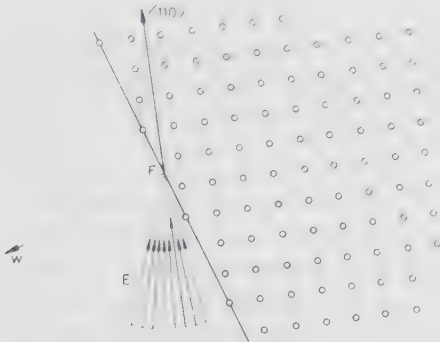


Fig. 24: Schwenkung der Strahlrichtung (Einschußenergie der Protonen: E_1) in der Einfallsebene um den Fußpunkt F der w-Achse herum. Für $\varphi = \varphi_0$ erfolgt die Verdrehung in der (001)-Ebene, und für $\varphi = \varphi_0$ stimmen dann Strahl- und $[110]$ -Richtung überein. (Es ist die (001)-Ebene eines fcc-Kristalls dargestellt!)

Betrachtet man jetzt den Fall $\varphi = \varphi_0$ und variiert wieder φ , so bedeutet das ein Schwenken des Protonenstrahls in der (001)-Ebene um F herum (Fig. 24). Beim Einstrahlen in dieser Ebene muß ein Minimum der Streuarausbeute zu finden sein, und zwar dann, wenn man genau

parallel zu den Atomreihen - z.B. in $[110]$ -Richtung - einschließt ($\vartheta = \vartheta_0$). Eine geringe Abweichung von ϑ_0 - also $\vartheta_1 = \vartheta_0 \pm \Delta\vartheta$, mit $\Delta\vartheta \lesssim 1,4^\circ$ im vorliegenden Fall - hat zur Folge, daß die Einfallsrichtung nur so geringfügig von der $[110]$ -Richtung abweicht, daß die Protonen innerhalb des kritischen Winkels für Channeling auf den Kristall treffen. Die Streuausbeute wird auch in diesem Fall noch deutlich reduziert.

Wählt man einen neuen Winkelparameter $\varphi_1 = \varphi_0 \pm \Delta\varphi$, so bedeutet das eine Drehung der (001) -Ebene aus der Einfallsebene heraus; Schnittgerade beider Ebenen ist die waagerechte Drehachse. Der Drehwinkel $\Delta\varphi$ stimmt mit dem Zwischenwinkel zwischen der (001) -Ebene und der neuen Einfallsebene ($h_1 k_1 l_1$) überein. Auch hier hat eine kleine Änderung des Winkelparameters φ ($\Delta\varphi \lesssim 1,5^\circ$) zur Folge, daß in der Nähe von $\vartheta = \vartheta_0$ der Winkel zwischen Protonenstrahl und $[110]$ -Richtung kleiner als der kritische Winkel für Channeling in dieser Richtung ist. So wird die Streuausbeute auch in diesem Fall noch deutlich verringert.

Bei starken Veränderungen des Winkelparameters φ bewegen sich die einlaufenden Protonen dagegen im allgemeinen in einer hochindizierten Kristallebene (und -richtung), und eine Reduzierung der Streuausbeute wird hier nur für solche Winkel ϑ zu beobachten sein, bei denen die Protonen "zufällig" eine etwas offenerere Richtung "sehen".

Als weiteren Sonderfall kann man in Fig. 23 Schnitte eines konstanten Drehwinkels ϑ betrachten (siehe auch Fig. 22a). Bei $\vartheta = \text{const}$ bewirkt eine Drehung an der w -Achse, daß sich der Kristall - bei festgehaltenem Fußpunkt F und raumfestem Protonenstrahl - dreht. In analoger Weise wie zuvor kann man den Vorgang äquivalent dadurch beschreiben, daß man einen raumfesten Kristall betrachtet und die durch den einlaufenden Protonenstrahl gegebene Richtung bei festgehaltenem Fußpunkt F um die w -Achse herumdreht. Die Strahlachse bewegt sich dabei auf einem Kegelmantel um die w -Achse herum; der Scheitel des Kegels liegt in F , sein Öffnungswinkel ist durch den Winkelparameter ϑ festgelegt.

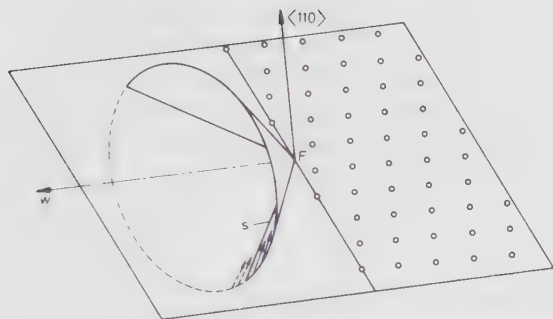


Fig. 25:

Drehung der Strahlrichtung auf einem Kegelmantel (Scheitel in F) um die w -Achse herum. Der Öffnungswinkel des Kegels ist durch den Parameter ϑ bestimmt. Für $\varphi = \varphi_0$ schneidet der Kegel die (001)-Ebene. Bei $\vartheta = \vartheta_0$ ist die Schnittlinie s des Kegels mit der (001)-Ebene parallel zur $[110]$ -Richtung ausgerichtet

Betrachtet man wieder die Verhältnisse in der (001)-Ebene (Fig. 25) und variiert nun φ im Bereich $\varphi_0 - \Delta\varphi < \varphi < \varphi_0 + \Delta\varphi$, so bewegt man sich mit der Strahlachse auf einem Kegelmantel durch die (001)-Ebene hindurch. Für $\varphi = \varphi_0$ schneidet der Kegelmantel diese Ebene; d.h., die einlaufenden Protonen bewegen sich in der (001)-Ebene. Die Schnittgerade bildet im allgemeinen Fall einen Winkel mit der $[110]$ -Richtung; nur der Winkelparameter $\vartheta = \vartheta_0$ kennzeichnet einen Kegel, dessen Schnitt (im obigen φ -Bereich) parallel zur $[110]$ -Richtung liegt. Diese Konstellation kennzeichnet den Channeling-Fall: Die Protonen werden exakt in $[110]$ -Richtung eingestrahlt.

Ähnlich wie zuvor kann man auch hier Strahlrichtungen nahe der Minimumslage ($\varphi = \varphi_0 \pm \Delta\varphi$ und $\vartheta = \vartheta_0 \pm \Delta\vartheta$) betrachten, bei denen die auftreffenden Protonen vom Gitter geführt werden, da sie innerhalb des kritischen Winkels zur $[110]$ -Richtung auftreffen.

Allgemeinere Geraden in diesem Durchlässigkeitsdiagramm (Fig. 23) - z.B. Geraden in Richtung der vom Zentrum weglauenden Täler - lassen sich dann als Überlagerung beider Bewegungsmechanismen beschreiben; d.h. einer Verschiebung der Strahlrichtung auf einem durch den momentanen ϑ -Wert bestimmten Kegelmantel ist die Bewegung in einer durch Strahl und w -Achse definierte Ebene überlagert.

Es liegt nahe, die Täler der Durchlässigkeitsverteilung mit Bewegungen der Protonen in - oder nahe - den 4 Symmetrieebenen der $[110]$ -Richtung in Zusammenhang zu bringen. Die Reduzierung der Streuausbeute in diesen Tälern kann man dann als "planares" (Ebenen-) Channeling der eingeschossenen Protonen interpretieren. Im folgenden Abschnitt soll diese Interpretation quantitativ erhärtet werden.

4.2.3.3 Quantitative Behandlung einer Durchlässigkeitsverteilung

Auch bei der folgenden quantitativen Behandlung wird ein ortsfester Kristall sowie ein festgehaltener Fußpunkt F der horizontalen Drehachse auf der Kristalloberfläche betrachtet, um den die Strahlrichtung $\vec{r}$ geschwenkt wird.

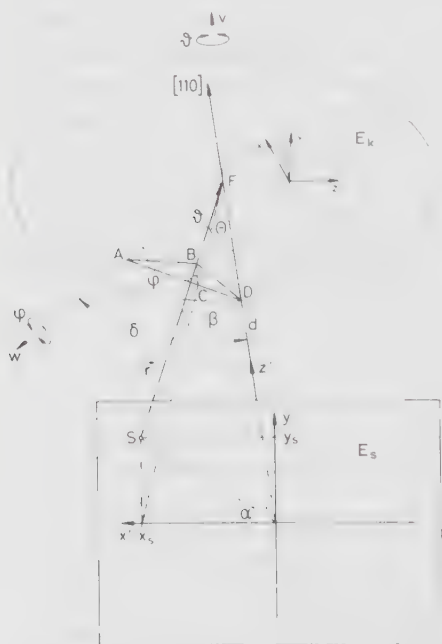


Fig. 26: Einstrahlung von Protonen in $\vec{r}$ -Richtung auf einen ortsfesten Kristall (Schwenkung der Strahlrichtung um den Fußpunkt F). Weitere Erläuterungen im Text.

Fig. 26 zeigt eine Ebene E_k , die die gesuchte $[110]$ -Richtung - aber auch die w -Achse - enthält. Aus Fig. 26 geht weiterhin der geometrische Zusammenhang zwischen der momentanen Strahlrichtung $\vec{r}$, der v -Achse (senkrecht auf der durch w und $\vec{r}$ definierten Ebene) und den Drehwinkeln φ und ϑ hervor. Führt man den Winkel δ zwischen w -Achse und $[110]$ -Richtung ein, so kann man die Richtung der eingestrahlinten Protonen - in Bezug auf die $[110]$ -Richtung - durch die Angabe von ϑ , φ und δ charakterisieren.

In Fig. 26 ist außerdem eine Ebene E_S senkrecht zur $[110]$ -Richtung gezeichnet, dazu ein rechtwinkliges Koordinatensystem x', y', z' , dessen x' -Achse die Schnittgerade der Ebenen E_K und E_S bildet. y' steht senkrecht auf x' und liegt in der E_S -Ebene, während z' in $[110]$ -Richtung zeigt. In diesem Koordinatensystem kann man nun die Strahlrichtung durch Angabe der zugehörigen Koordinaten (x_r, y_r, z_r) kennzeichnen. Stellt man sich die Ebene E_S im Abstand $d = z_r$ vom Fußpunkt F vor, so sind x_r und y_r durch die Koordinaten des Durchstoßpunktes S des Protonenstrahls durch die Ebene E_S gegeben:

$$x_r = -x_s$$

$$y_r = -y_s$$

Es sollen nun die analytischen Zusammenhänge

$$x_s = f(\vartheta, \varphi, \delta)$$

$$y_s = g(\vartheta, \varphi, \delta)$$

hergeleitet werden, um mit ihrer Hilfe die Täler der Darstellung in Fig. 23 mit den offenen Kristallebenen der $[110]$ -Richtung in Zusammenhang bringen zu können.

Aus der Pyramide ABCF in Fig. 26 folgt (siehe auch Gleichung (8.1) im Anhang 8.1.1)

$$\sin \varphi \cdot \sin \vartheta = \sin \beta \quad (4.2)$$

Außerdem gilt

$$\sin \beta = \frac{y_s}{r} \quad (4.3)$$

mit

$$r = |\vec{r}| = \sqrt{x_r^2 + y_r^2 + z_r^2} = \sqrt{x_s^2 + y_s^2 + d^2}$$

Aus (4.2) und (4.3) erhält man sofort

$$y_s = r \cdot \sin \varphi \cdot \sin \vartheta \quad (4.4a)$$

Berechnung von x_s :

$$x_s^2 = r^2 \cdot \sin^2 \vartheta - y_s^2$$

Bei Verwendung von (4.4a) ergibt sich

$$x_s = r \cdot \sqrt{\sin^2 \theta - \sin^2 \varphi \cdot \sin^2 \vartheta} \quad (4.5)$$

Der Pyramide ABDF in Fig. 26 entnimmt man (siehe Gleichung (8.4) im Anhang 8.1.1)

$$\cos \theta = \cos \delta \cdot \cos \vartheta + \sin \delta \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \quad (4.6)$$

Aus (4.6) und (4.5) folgt nach Umformung

$$x_s = r(\sin \delta \cdot \cos \vartheta - \cos \delta \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi) \quad (4.7a)$$

Um mithilfe der Gleichungen (4.4a) und (4.7a) die Täler der ϑ - φ -Darstellung deuten zu können, betrachtet man eine (110)-Ebene, wie sie in Fig. 27 dargestellt ist. Dabei ist angenommen worden, daß die kristallographische z-Achse in der Ebene E_k liegt^{*)}. (Wie die folgende Betrachtung zeigen wird, ist dieser Fall hier näherungsweise realisiert). Protonen, die genau in [110]-Richtung eingestrahlt werden, "sehen" diese

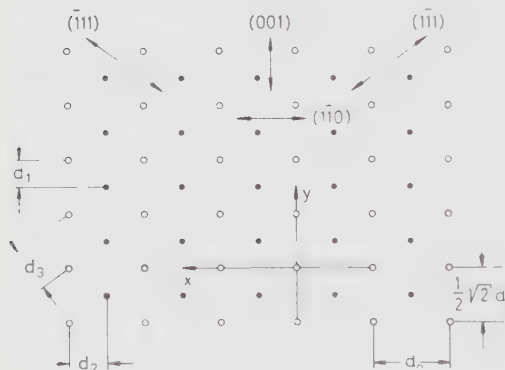


Fig. 27: Verteilung der Atome in der (110)-Ebene eines fcc-Kristalls. Während die Atome in der Zeichenebene durch leere Kreise gekennzeichnet sind, liegen die durch gefüllte Kreise markierten Atome in einer Ebene oberhalb oder unterhalb der Zeichenebene (im Abstand $\frac{1}{2} \cdot \sqrt{2} \cdot d_0$). Ein Proton, das genau in [110]-Richtung eingestrahlt wird, "sieht" diese Anordnung der Gitteratome vor sich; es erfährt axiales Channeling. Bei Bewegung in den durch Doppelpfeile gekennzeichneten Gitterebenen ist planares Channeling möglich

*) Die Bedingung, daß die waagerechte Drehachse, die Oberflächennormale und eine $\langle 210 \rangle$ -Richtung exakt miteinander übereinstimmen, wird hier also fallengelassen. In der Ebene E_k liegt keine $\langle 210 \rangle$ -Richtung!

offene Anordnung der Kristallatome vor sich. Wegen $x_s = y_s = 0$ ergibt sich in diesem Fall aus (4.4a)

$$r \cdot \sin\varphi \cdot \sin\vartheta = 0$$

Da der Kristall in Schrägstellung - und nicht senkrecht - bestrahlt wird, hat diese Gleichung nur eine Lösung

$$\varphi = 0$$

und aus (4.7a) folgt

$$\vartheta = \delta$$

Diese Folgerungen sind nach Fig. 26 sofort einsichtig; sie sollen nur die Gültigkeit der Umformungen (4.4a) und (4.7a) plausibel machen. Außerdem legen sie eine Koordinatentransformation nahe: Nachdem der Nullpunkt der φ -Koordinate bereits willkürlich so gewählt worden ist, daß $\varphi = 0$ einer Einstrahlung in der E_k -Ebene entspricht, soll nun

$$\vartheta' = \vartheta - \delta$$

eingeführt werden. Somit entspricht dem Einschub in $[110]$ -Richtung die Bedingung $\varphi = 0$ und $\vartheta' = 0$, und aus den Gleichungen (4.4a) und (4.7a) wird

$$y_s = r \cdot \sin\varphi \cdot \sin(\vartheta' + \delta) \quad (4.4b)$$

$$x_s = r \cdot (\sin\delta \cdot \cos(\vartheta' + \delta) - \cos\delta \cdot \sin(\vartheta' + \delta) \cdot \cos\varphi) \quad (4.7b)$$

wobei im Experiment ϑ' deutlich kleiner als δ ist.

Neben dem axialen Channeling, das durch $x_s = y_s = 0$ (bzw. $\varphi = \vartheta' = 0$) beschrieben wird, ist auch planares Channeling zu beobachten. In Fig. 27 sind die vier günstigsten Kristallebenen für diesen Fall gekennzeichnet.

a.) Protonenstrahl in der $(1\bar{1}0)$ -Ebene

Hier ist $y_s = 0$ und x_s beliebig. Aus den Gleichungen (4.4b) und (4.7b) folgt

$$\varphi = 0$$

$$\vartheta' \text{ beliebig (im Rahmen der Bedingung } \vartheta' \ll \delta),$$

d.h. in der ϑ - φ -Darstellung der Fig. 23 muß diese Ebene durch ein Tal für $\varphi = \varphi_0$ (ϑ beliebig) gekennzeichnet werden. Ein solches Tal ist in der gemessenen Durchlässigkeitsverteilung auch schwach angedeutet. Es bildet allerdings mit der ϑ -Achse einen kleinen Zwischenwinkel, was damit erklärt werden kann, daß auch die $(1\bar{1}0)$ -Ebene ein wenig gegen die Ebene E_k geneigt ist. Die kristallographische z-Achse liegt also nicht ganz in der Ebene E_k .

Der Abstand benachbarter Gitterebenen ist ein Maß dafür, wie deutlich der Channeling-Effekt zu finden ist (siehe Kap. 2.3). Für die $(1\bar{1}0)$ -Kristallebenen ist ein Abstand

$$d_1 = \frac{1}{4} \sqrt{2} \cdot d_0 = 0,35 \cdot d_0$$

gegeben, wobei d_0 die Gitterkonstante des Absorbermaterials kennzeichnet.

b.) Protonenstrahl in der (001)-Ebene

Wie aus Fig. 27 hervorgeht, entspricht einer Bewegung in dieser Ebene die Bedingung

$$x_s = 0$$

$$y_s = \text{beliebig}.$$

Aus (4.7b) folgt damit

$$\tan \delta = \tan(\vartheta' + \delta) \cdot \cos \varphi. \quad (4.8)$$

Die Messung der Durchlässigkeitsverteilung beschränkt sich auf einen Winkelbereich in der Nähe der $[110]$ -Richtung

$$-3^\circ < \varphi < +3^\circ. \quad (4.9)$$

Bei diesen kleinen Winkeln ist

$$\cos \varphi \approx 1,$$

und aus (4.8) folgt

$$\vartheta' \approx 0.$$

Der Gitterführungseffekt durch die (001)-Ebene sollte sich demnach in der Darstellung der Fig. 23 durch ein Tal bei $\vartheta = \vartheta_0$ auswirken.

Dieses Tal ist deutlich zu sehen. Es ist gegenüber der φ -Achse im Uhrzeigersinn geringfügig verdreht, was - s.o. - mit einer Neigung der $(1\bar{1}0)$ -Ebene gegen die Ebene E_k erklärt werden kann. Dieses Tal ist tiefer - der Effekt also deutlicher - als im Fall der $(1\bar{1}0)$ -Ebene, in Übereinstimmung damit, daß der Abstand benachbarter (001) -Ebenen nach Fig. 27 größer ist als im ersten Fall:

$$d_2 = \frac{1}{2} \cdot d_0 = 0,50 \cdot d_0 \quad .$$

c.) Protonenstrahl in den Ebenen $(1\bar{1}1)$ und $(\bar{1}11)$

Eine Protonenbewegung in der $(1\bar{1}1)$ -Ebene wird durch die folgende Bedingung beschrieben

$$y_s = -x_s \cdot \tan \alpha \quad , \quad (4.10)$$

wobei α der Zwischenwinkel zwischen der $(1\bar{1}0)$ - und der $(1\bar{1}1)$ -Ebene ist, den man aus Fig. 27 abliest:

$$\tan \alpha = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{2}$$

oder

$$\alpha = 35,26^\circ \quad .$$

Mit (4.4b) und (4.7b) erhält man aus (4.10)

$$\begin{aligned} \sin \varphi \cdot \sin(\vartheta' + \delta) = \\ - [\sin \delta \cdot \cos(\vartheta' + \delta) - \cos \delta \cdot \sin(\vartheta' + \delta) \cdot \cos \varphi] \cdot \tan \alpha \quad . \end{aligned} \quad (4.11)$$

Elementare Umformungen bei Berücksichtigung sehr kleiner Winkelverdrehungen ϑ' und φ führen zu

$$\varphi \cdot \vartheta' \cdot \cos \delta + \varphi \cdot \sin \delta = \vartheta' \cdot \tan \alpha \quad . \quad (4.12)$$

Die trigonometrischen Funktionen dieser Gleichung sind von gleicher Größenordnung. Andererseits ist bei den vorliegenden kleinen Winkeln das Produkt $\varphi \cdot \vartheta'$ um eine Größenordnung kleiner als φ oder ϑ' allein. So kann man näherungsweise den ersten Summanden vernachlässigen, und es bleibt

$$\varphi = \frac{\tan \alpha}{\sin \delta} \cdot \vartheta' \quad . \quad (4.13)$$

Der Winkel δ zwischen waagerechter Drehachse und $[110]$ -Richtung

war bei der hier behandelten Justierung gegeben durch

$$\alpha = 59,1^\circ,$$

so daß sich mit dem obigen Wert für α

$$\varphi = 0,824 \cdot \vartheta' \quad (4.14)$$

ergibt.

Planares Channeling in der $(1\bar{1}1)$ -Ebene sollte also in der ϑ - φ -Darstellung als ein durch das Zentrum verlaufendes gerades Tal zu finden sein. Der Winkel zwischen diesem $(1\bar{1}1)$ -Tal und dem durch $\varphi = 0$ gekennzeichneten $(1\bar{1}0)$ -Tal folgt aus (4.14)

$$\tan \varepsilon_1 = 0,824$$

$$\varepsilon_1 = 39,5^\circ.$$

Der Winkel zwischen dem $(1\bar{1}1)$ -Tal und dem $\vartheta' = 0$ zuzuordnenden (001) -Tal ist der Ergänzungswinkel zu 90° ; er beträgt

$$\varepsilon_2 = 50,5^\circ.$$

In gleicher Weise kann man einen Protoneneinschuß in der $(\bar{1}11)$ -Ebene behandeln. Hier ist

$$\chi_S = \chi_{11} \cdot \sin \alpha,$$

und man erhält

$$\varphi = -0,824 \cdot \vartheta' \quad (4.15)$$

Sowohl das $(1\bar{1}1)$ - als auch das $(\bar{1}11)$ -Tal sind in Fig. 23 deutlich zu finden. Wie alle anderen Täler sind auch sie ein wenig im Uhrzeigersinn verdreht. Dieser Darstellung entnimmt man auch die Winkel zwischen den beiden $\{111\}$ -Tälern und dem (001) -Tal. Man mißt Winkel zwischen $47,5^\circ$ und 54° - in zufriedenstellender Übereinstimmung mit dem obigen Wert für ε_2 .

Schließlich kann man auch den Winkel zwischen beiden $\{111\}$ -Tälern bestimmen. Nach (4.14) und (4.15) ist ein Zwischenwinkel von $2\varepsilon_1 = 79,0^\circ$, bzw. $2\varepsilon_2 = 101,0^\circ$ zu erwarten. Der Fig. 23 entnimmt man Winkel von $77,0^\circ$ und $80,5^\circ$, bzw. $100,0^\circ$ und $102,5^\circ$,

was ebenfalls eine recht gute Übereinstimmung bedeutet.

Den Abstand benachbarter Gitterebenen kann man auch in diesem Fall der Fig. 27 entnehmen:

$$d_3 = d_0 \cdot \sin \alpha = 0,58 \cdot d_0 \quad .$$

Also ist $d_3 > d_2 > d_1$, und in Übereinstimmung hiermit beobachtet man die tiefsten Täler der ϑ - φ -Darstellung im Fall des planaren Channeling durch die beiden {111}-Ebenen (siehe auch Kap. 2.3).

Die Gründe dafür, daß die {111}-Täler im Bereich $\vartheta > \vartheta_0$ nicht so tief wie im Bereich $\vartheta < \vartheta_0$ ausfallen, werden im folgenden Abschnitt dargelegt.

4.2.3.4 Korrektur der Streuraten und kritischer Winkel

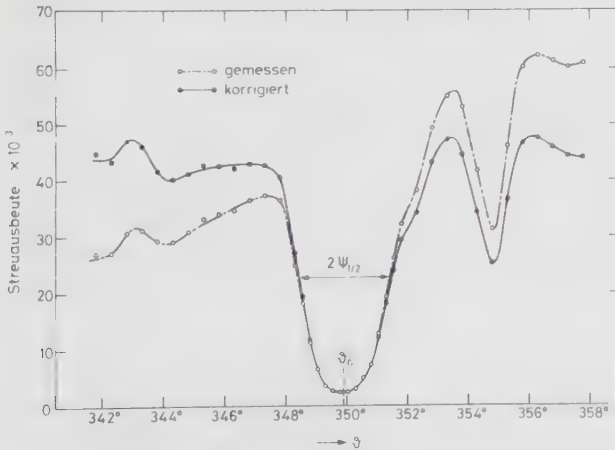


Fig. 28:
Integrale Streuraten im Energiefenster ΔE in Abhängigkeit vom Drehwinkel ϑ (Parameter: $\varphi = \varphi_0$). Die Asymmetrie der ursprünglich gemessenen Kurve wird nach Berücksichtigung einer Korrektur beseitigt. Die Halbwertsbreite der Kurve gibt den doppelten Winkel $\psi_{1/2}$, der mit dem kritischen Winkel ψ_c zusammenhängt

Nimmt man nach Bestimmung der Minimumslage (φ_0, ϑ_0) für $\varphi = \varphi_0 = \text{const}$ noch einmal die Protonenstreusausbeute in einem größeren ϑ -Bereich auf ($\vartheta_0 - 8^\circ \leq \vartheta \leq \vartheta_0 + 8^\circ$), so stellt man eine deutliche Asymmetrie der Streuraten fest (Fig. 28). Das bisher beschriebene Verfahren weist eine Vernachlässigung auf, auf die

diese Asymmetrie zurückgeführt werden kann.

Wie beschrieben - wird die integrale Streurrate in einem Energiefenster $\Delta E = E_R - E_L$ gemessen, das während der gesamten Justierung festgehalten wird. Da aber Streuraten aus einem bestimmten Tiefenbereich $\Delta x = x_L - x_R$ miteinander verglichen werden müssen, macht man bei der Verdrehung von ϑ einen Fehler, da sich die Geometrie ändert (Fig. 29). Eine Verdrehung der Oberfläche von O nach O' hat zur Folge, daß Protonen, die in der Tiefe x_L gestreut werden, mit einer Energie $E_L' > E_L$ nachgewiesen werden, da sie auf dem Weg zum Detektor nur noch weniger Materie durchdringen müssen. In gleicher Weise führen Streuprozesse in der Tiefe x_R zu einer höheren Energie $E_R' > E_R$ im Detektor - verglichen mit dem Einschluß in eine weniger schräg stehende Oberfläche O. Andererseits ist die Oberflächenenergie E_O für beide Stellungen der Oberfläche gleich. Daraus kann man schließen, daß bei einem festgehaltenen Tiefenbereich Δx Breite und Lage des zugehörigen Energiefensters vom Winkel ϑ abhängen. Den Einfluß der Oberflächenstellung auf den Zusammenhang zwischen Ort der Streuung und Energie der nachgewiesenen Protonen erkennt man auch in Fig. 21.

Wählt man als Bezugsstellung die Minimumslage ($\vartheta = \vartheta_0$), so kann man in Abhängigkeit von ϑ Korrekturfaktoren berechnen:

$$F_k(\vartheta) = \frac{E_R'(\vartheta) - E_L'(\vartheta)}{E_R(\vartheta_0) - E_L(\vartheta_0)} \quad (4.16)$$

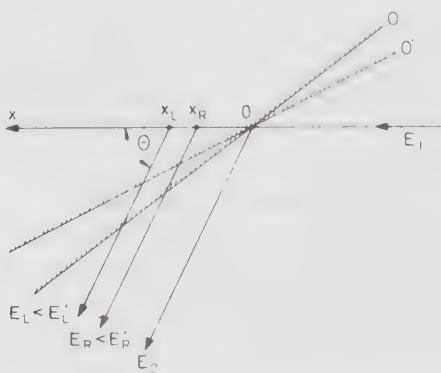


Fig. 29:
Einfluß der Oberflächenstellung auf die Energie der nachgewiesenen Protonen. Nach Drehung der Oberfläche von O nach O' führen Streuevents in den Tiefen x_L und x_R zu höheren Protonenenergien $E_L' > E_L$ und $E_R' > E_R$, während E_O unverändert bleibt

Bei Berücksichtigung dieser Korrektur wird der Verlauf der Streurate sehr viel symmetrischer (Fig. 28).

Der Fehler der Minimumslage ist - wie man aus Fig. 23 abschätzen kann - für beide Drehwinkel kleiner als $0,1^\circ$. Er liegt also in der gleichen Größenordnung wie die Ablesegenauigkeit bei der manuellen Einstellung des Winkels ϑ am zentralen Zylinder. Durch die Korrektur (4.16) bleibt die Minimumslage im Rahmen der Genauigkeit dieser Justierung unverändert.

Eine Anwendung der Korrektur auf die Durchlässigkeitsverteilung von Fig. 23 würde das "Gebirge" für $\vartheta < \vartheta_0$ leicht anheben und für $\vartheta > \vartheta_0$ etwas absenken; an der Verteilung der Höhenschichtlinien würde sich dadurch aber qualitativ nichts ändern.

Die Halbwertsbreite des Streuminimums hängt nach Kap. 2.2 eng mit dem kritischen Winkel für den zugehörigen Channeling-Fall zusammen. Aus Fig. 28 entnimmt man

$$\psi_{1/2} = 1,535^\circ . \quad (4.17)$$

Der kritische Winkel für 300 keV-Protonen in $\langle 110 \rangle$ -Richtung eines Ni-Absorbers ist nach Tabelle 1 (Seite 15) durch

$$\psi_c = 1,88^\circ$$

gegeben. Damit ergibt sich aus (2.9) und (2.10) ein berechneter Wert für $\psi_{1/2}$ von

$$\psi_{1/2} = 1,504^\circ . \quad (4.18)$$

Die Übereinstimmung mit (4.17) ist erfreulich gut.

Weiterhin entnimmt man aus Fig. 28 ein (relatives) Ausbeuteminimum von

$$\chi_{\min} = 0,0566 .$$

Nach (2.11) folgt daraus eine mittlere quadratische thermische Schwingungsamplitude der Gitteratome von

$$\rho = 0,24 \text{ \AA} ,$$

bzw. bei Verwendung der Beziehung (2.12) von Van Vliet:

$$\rho = 0,19 \text{ \AA}.$$

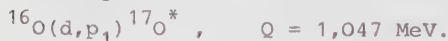
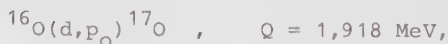
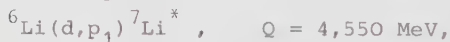
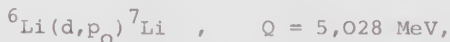
Wegen möglicher Oberflächenverunreinigungen und Gitterfehler im oberflächennahen Bereich scheint selbst der letztere Wert noch etwas zu hoch zu sein, wenn auch bei fcc-Kristallen recht große Werte für ρ ermittelt wurden. (So bestimmt Whitton ¹⁴⁾ bei Raumtemperatur folgende mittlere Schwingungsamplituden: $\rho(\text{Al}) = 0,18 \text{ \AA}$, $\rho(\text{Cu}) = 0,15 \text{ \AA}$, $\rho(\text{Au}) = 0,15 \text{ \AA}$).

4.3 Energie-Eichung des Vielkanalanalysators

Die Auswertung der Bestrahlungsexperimente erfordert eine genaue Zuordnung der Energie eines im Detektor nachgewiesenen Protons und der zugehörigen Kanalnummer des Vielkanalanalysators (VKA).

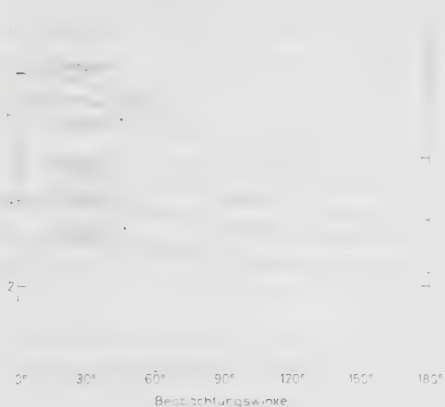
Diese Energiekalibrierung erfolgt hier durch Beschuß eines dünnen Li-Eichtargets mit Deuteronen (Dicke des Targets geringer als $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$; Reichweite von 2 MeV-Deuteronen in Li dagegen $R \approx 5,5 \text{ mg}/\text{cm}^2$). Die Li-Targets werden durch Bedampfung einer ca. $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ starken Kohlenstoff-Folie mit ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ hergestellt.

Bei Bestrahlung des Eichtargets mit Deuteronen sind folgende exotherme Kernreaktionen möglich:



Die Kernreaktionskinematik gibt den Zusammenhang zwischen Protonenenergie E_p , Detektorstellung θ , Einschußenergie der Deuteronen E_d , sowie Massenparametern und Q-Wert der betrachteten Reaktionen. Für eine Deuteronenenergie $E_d = 2,0 \text{ MeV}$ ist diese

Abhängigkeit der Protonenenergie E_p vom Beobachtungswinkel θ für die obigen Eichreaktionen in Fig. 30 dargestellt. Fig. 31 zeigt



ein unter $\theta = 90^\circ$ aufgenommenes Spektrum. Die Zuordnung der Reaktionslinien zu den obigen Kernreaktionen bereitet keine Schwierigkeit, und damit ist der Zusammenhang zwischen Kanalnummer des VKA und Protonenenergie E_p leicht herzustellen. Bei Berücksichtigung der Bremsfolie vor dem Detektor ist dieser Zusammenhang linear.

Fig. 30: Protonenenergien der Eichreaktionen in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ . Parameter: Energie der eingeschossenen Deuteronen $E_d = 2,0$ MeV

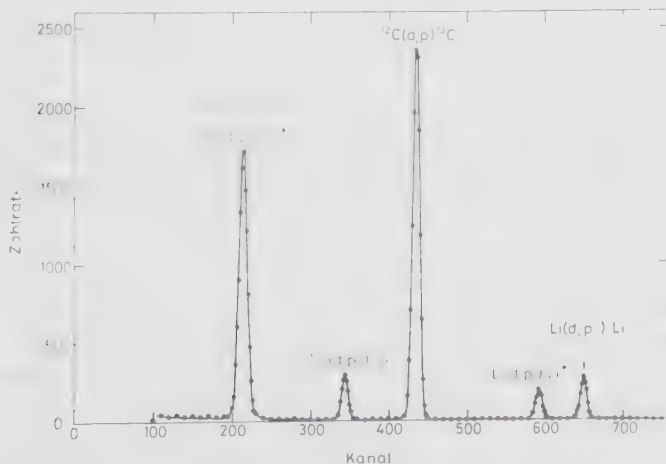


Fig. 31: Eichspektrum. Deuteronenenergie $E_d = 2,0$ MeV; Detektor unter $\theta = 90^\circ$

5. Auswertung von Meßspektren mit der Kernreaktionsmethode

5.1 Die Kernreaktionsmethode am Beispiel der Reaktion $D(d,p)T$

Es sei R_1 die Reichweite der eingelagerten, R_2 die Reichweite der nachgeschossenen und x die Einschußrichtung der nachfolgenden Deuteronen (Fig. 32). Kennzeichnet man die Absorber-

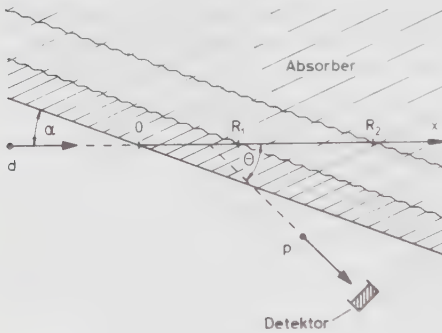


Fig. 32: Geometrie bei den Bestrahlungsexperimenten

oberfläche mit $x=0$, so können d-d-Reaktionen im Bereich zwischen $x=0$ und etwa $x=R_1$ ausgelöst werden (wenn Einlagerung und Nachschuß in der gleichen Richtung - also unter dem gleichen Winkel α - erfolgen). Die hierbei entstehenden Protonen werden in einem Detektor unter dem Winkel θ registriert und in der angeschlossenen Elektronik analysiert. Aus

Gründen, die an späterer Stelle dargelegt werden, ist es erforderlich, in Vorwärtsrichtung ($0 < 60^\circ$) zu beobachten. Fig. 33 zeigt ein Protonenspektrum, wie es sich bei dieser Wahl der experimentellen Parameter ergibt. Neben dem besonders interessierenden Teil des $D(d,p)$ -Spektrums sind weitere Reaktionen zu beobachten, die einer Verunreinigung der Absorberoberfläche durch Sauerstoff und Kohlenstoff zuzuschreiben sind, und die an dieser Stelle nicht interessieren (siehe aber Kap. 5.2.1).

Das Spektrum des Vielkanalanalysators gibt die Reaktionsausbeuten (Zählraten) für diskrete Kanäle und damit - über die Energiegleichung des VKA - für diskrete Protonenenergien. Berücksichtigt man die Bremsfolie vor dem Detektor, so ist der Zusammenhang zwischen Kanalzahl und zugehöriger Protonenenergie linear; die Protonenenergien in Fig. 33 liegen somit äquidistant. Diesen diskreten Protonenenergien im Vielkanal-Spektrum entsprechen

diskrete Reaktionsorte x_v *) im Absorber. Bei Wahl bestimmter experimenteller Parameter ist dieser Zusammenhang eineindeutig (Kap. 5.2.4).

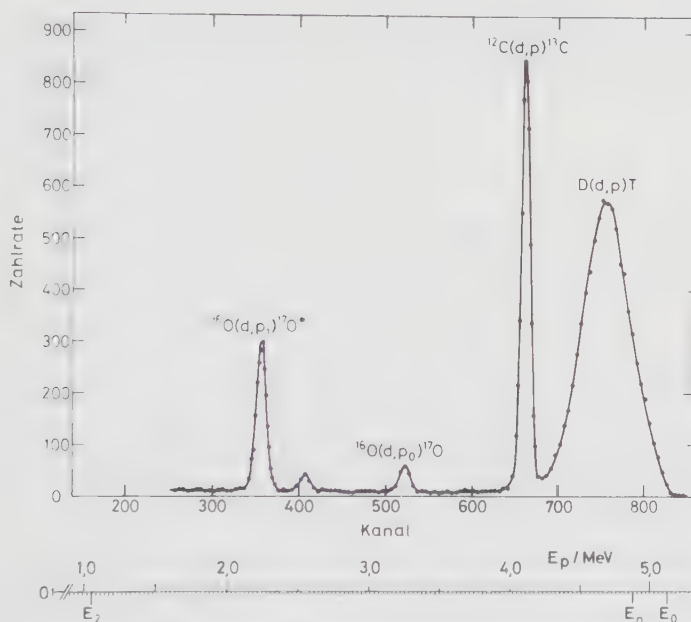


Fig. 33: Protonenspektrum bei einer Nachweisenergie von $E_d = 2,0$ MeV (Detektor unter $\theta = 30^\circ$, Absorberstellung $\alpha = 18,3^\circ$). Der angegebene Energiemaßstab berücksichtigt eine Bremsfolie vor dem Detektor. Die Energien E_0 und E_2 sind $D(d,p)$ -Reaktionen an der Oberfläche, bzw. am Ende der Reichweite R_2 zugeordnet; Erklärung der Energie E_n im Text

Die Bedeutung dieser diskreten Orte soll am Beispiel einer Stelle x_n verdeutlicht werden (Fig. 34). Auf dem Weg von der Oberfläche bis zur Stelle $x = x_n$ verlieren die einlaufenden Deuteronen der Energie E_{d0} einen Teil ihrer Energie durch Bremsung in

*) Im folgenden wird - wenn nicht anders angegeben - als Dimension aller Orts- und Längenangaben die Einheit der Massenbelegung - mg/cm^2 - gewählt.

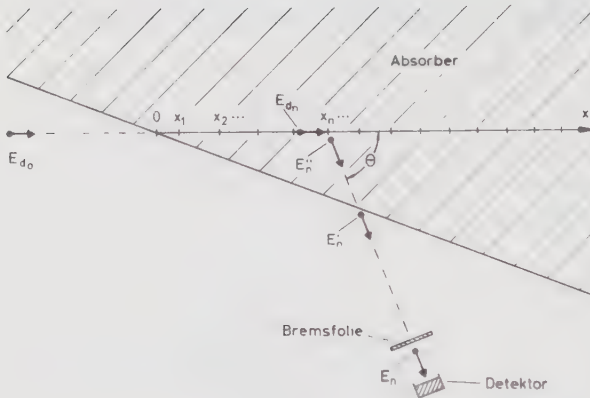


Fig. 34:

Geometrie bei
der Kernreak-
tionsmethode
(Erklärung im
Text)

der Absorbersubstanz und kommen an der Stelle x_n mit der Restenergie E_{d_n} an. Dort lösen sie die $D(d,p)$ -Reaktion aus. Die Kernreaktionskinematik bestimmt die Energie E_n'' der Protonen, die an der Stelle x_n in der durch θ gegebenen Richtung starten. Auch diese Protonen verlieren auf dem Weg zur Oberfläche einen Teil ihrer Energie durch Bremsung im Absorber und gelangen mit der Energie E_n' zur Oberfläche. Ein zusätzlicher Energieverlust in der Bremsfolie bewirkt, daß die Protonen schließlich mit der Energie E_n in den Detektor gelangen und in dem E_n zugeordneten Kanal nachgewiesen werden (siehe Fig. 33).

Dieses Bild enthält einige vereinfachende Annahmen. So wird angenommen, daß die nachgeschossenen Deuteronen an jeder Stelle x_n des Absorbers eine scharfe Energie, also eine δ -förmige Energieverteilung, aufweisen. Eine Energieverbreiterung des einlaufenden Deuteronenstrahls aufgrund von Streueffekten wird demnach nicht berücksichtigt. Auch eine mögliche Winkelunschärfe durch Mehrfachstreuprozesse im Absorber wird in diesem Bild nicht erfaßt. Diese und andere Fehlerquellen des Verfahrens wurden von Möller ³²⁾ ausführlich behandelt. Sie sind der Grund für das Ver-
sagen der Methode gegen Ende der Reichweite R_2 der nachgeschossenen
Deuteronen. Aus diesem Grund sind die experimentellen Parameter

so zu wählen, daß die nachfolgenden Deuteronen dort keine zu analysierende Verteilung mehr antreffen.

Legt man dieses vereinfachende Bild dennoch zugrunde, so ist die punktweise Bestimmung der Dichteverteilung eingelagerter Deuteronen aus den (diskreten) Zählraten relativ leicht möglich. Die Zahl der in einem Kanal n registrierten Protonen dN_n berechnet sich aus

$$dN_n = N_d(x_n) \cdot \rho(x_n) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(x_n) \cdot d\Omega \cdot dx_n \quad (5.1)$$

Hier kennzeichnet x_n den Ort im Absorber, der dem betrachteten Kanal - bzw. der zugehörigen Protonenenergie - korrespondiert. $N_d(x_n)$ ist die Zahl der zur Stelle x_n gelangenden Deuteronen, $\rho(x_n)$ die Teilchendichte (= Zahl pro Volumeneinheit) der eingelagerten Deuteronen an der Stelle x_n , $\frac{d\sigma}{d\Omega}(x_n)$ der dortige differentielle Wirkungsquerschnitt der $D(d,p)$ -Reaktion, $d\Omega$ der vom Detektor erfaßte Raumwinkel und dx_n ein Weglängenintervall, das der Kanalbreite - d.h. dem zugehörigen Protonenenergieintervall dE_p - entspricht.

Die gesuchte Größe in dieser Gleichung ist $\rho(x_n)$. Alle anderen Größen sind entweder bekannt oder können dem Experiment entnommen werden:

dN_n entnimmt man dem gemessenen Spektrum; der vom Detektor erfaßte Raumwinkel $d\Omega$ ist apparativ vorgegeben; den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man aus der Literatur (dazu ist es allerdings erforderlich, vom Ort x_n zur dort vorliegenden Deuteronenenergie E_{dn} überzugehen); das ortsabhängige Weglängenelement dx_n kann man aus den oben eingeführten diskreten Orten x_n bestimmen:

$$dx_n = \frac{1}{2} \cdot (x_{n+1} - x_{n-1}) \quad (5.2)$$

Vernachlässigt man eine geringfügige Abnahme der Zahl der nachgeschossenen Deuteronen durch Streuung und Reaktion, so kann man die Deuteronenzahl N_d als konstant annehmen. N_d ist dann durch die auf dem Absorber registrierte Deuteronenladung Q und die

Elementarladung e gegeben:

$$N_d = \frac{Q}{e} \quad . \quad (5.3)$$

Somit kann man die Dichte der eingelagerten Deuteronen punktweise aus dem gemessenen Protonenspektrum der $D(d,p)$ -Reaktion gewinnen:

$$\rho(x_n) = \frac{dN_n \cdot e}{Q \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(x_n) \cdot d\Omega \cdot dx_n} \quad . \quad (5.4)$$

Da diese Dichte pro Volumeneinheit - also etwa pro cm^3 - eine wenig anschauliche Größe ist, ist es sinnvoll, ρ mit d_0^3 zu multiplizieren, wobei d_0 die Gitterkonstante des Absorbermaterials ist, und damit erhält man eine "Deuteronenzahl pro Elementarzelle".

Selbstverständlich ist die Anwendung dieses Verfahrens der Bestimmung von Dichteverteilungen aus Kernreaktionsspektren nicht auf die $D(d,p)$ -Reaktion beschränkt.

Die Auswertung der Meßspektren nach Gleichung (5.4) erfolgt mit einem Rechenprogramm, das für die PDP 10-Rechanlage des DTL erstellt wurde. Die der Rechnung zugrunde liegenden Größen und Abhängigkeiten sollen in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

5.2 Daten für die Auswertung

5.2.1 Reaktionskinematik

Beim Beschuß eines Deuteriumtargets mit Deuteronen sind die beiden d - d -Reaktionen

$D(d,p)T$, mit $Q = 4,033 \text{ MeV}$
und $D(d,n)^3\text{He}$, mit $Q = 3,269 \text{ MeV}$

möglich. Beides sind exotherme Kernreaktionen mit einer Reaktionsenergie Q , die man den üblichen kernphysikalischen Tabellenwerken

entnehmen kann ^{78,79}). Neben Protonen, auf deren Analyse die Kernreaktionsmethode zur Dichteprofilbestimmung beruht, entstehen weitere geladene Teilchen (Tritonen, ³He-Ionen), die aber im gemessenen Spektrum (Fig. 33) nicht zu finden sind, da sie die Bremsfolie vor dem Detektor nicht durchdringen können. So werden allein die Protonen der d-d-Reaktionen analysiert.

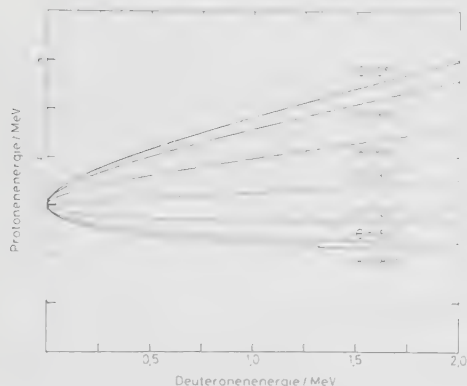


Fig. 35: Kinematik der Kernreaktion
D(d,p)T

Die Energie der hierbei entstehenden Protonen berechnet sich aus der Energie der auslösenden Deuteronen und dem Beobachtungswinkel θ nach den üblichen Formeln der Kernreaktionskinematik. Der Zusammenhang zwischen Protonenenergie E_p und Deuteronenenergie E_d für eine Reihe von θ -Parametern ist in Fig. 35 dargestellt. Dieser Darstellung ist zu entnehmen, daß bei Beob-

achtung in Vorwärtsrichtung die Protonenenergie am stärksten von der Deuteronenenergie abhängt.

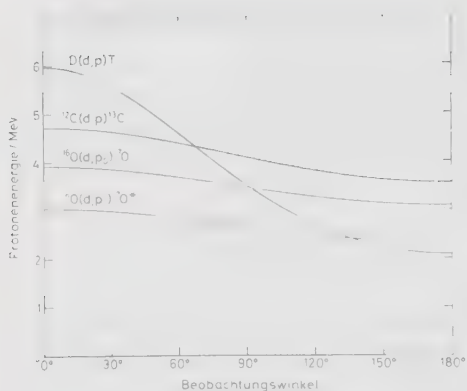
Wie die Fig. 33 zeigt, werden auch Protonen von (d,p)-Reaktionen an Oberflächenverunreinigungen des Absorbers nachgewiesen; es sind dies die Reaktionen

$$^{16}\text{O}(d,p_0)^{17}\text{O} \quad , \quad \text{mit} \quad Q = 1,918 \text{ MeV},$$

$$^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}^* \quad , \quad \text{mit} \quad Q = 1,047 \text{ MeV},$$

$$^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C} \quad , \quad \text{mit} \quad Q = 2,722 \text{ MeV}.$$

Der Energiebereich dieser Reaktionen überschneidet sich mit dem der D(d,p)-Reaktion. Wie aus Fig. 36 hervorgeht, wird die Beobachtung der D(d,p)-Reaktion bei Detektorwinkeln $\theta > 60^\circ$ durch die obigen Verunreinigungsreaktionen stark gestört. Das ist einer der



Gründe für die im Experiment gewählte Stellung des Detektors ($\theta < 60^\circ$). Ein weiterer Grund für die Beobachtung in Vorwärtsrichtung wird in Kap. 5.2.4 angeführt.

Fig. 36: Protonenenergien der $D(d,p)T$ - und der möglichen Verunreinigungsreaktionen in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ (Parameter: $E_d = 2,0$ MeV)

5.2.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $D(d,p)T$ -Reaktion

Die Auswertung der Formel (5.4) erfordert die Kenntnis des differentiellen Wirkungsquerschnitts der $D(d,p)T$ -Reaktion. Es ist in der Kernphysik üblich, den differentiellen Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion nach Legendre-Polynomen zu entwickeln. Für die $D(d,p)$ -Reaktion beschränkt man sich bei den hier interessierenden Energien auf gerade Polynome und führt die folgende Entwicklung durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} \sum_{k=0}^{k_{\text{max}}} C_{2k} P_{2k}(\cos\vartheta) \quad (5.5)$$

Hier ist ϑ der Beobachtungswinkel im Schwerpunktsystem, σ_{tot} der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion und C_{2k} Koeffizienten, die die Anisotropie des differentiellen Wirkungsquerschnitts beschreiben. Bei Deuteronenenergien bis $E_d = 3,0$ MeV genügt es, Summanden bis $k_{\text{max}} = 3$ zu berücksichtigen⁸⁰⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} (1 + C_2 P_2(\cos\vartheta) + C_4 P_4(\cos\vartheta) + C_6 P_6(\cos\vartheta)) \quad (5.6)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} sowie die Koeffizienten C_2 , C_4 und C_6 sind von der Deuteronenenergie abhängig.

Bei der Auswertung der Beziehung (5.6) kann man auf gemessene Parameter zurückgreifen. So wurden die Daten verschiedener Autoren (80-89) durch Polynome angepaßt und der Auswertung zugrunde gelegt. In Fig. 37 sind die Koeffizienten C_2 , C_4 und C_6 in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie E_d dargestellt; Fig. 38 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt der $D(d,p)$ -Reaktion. Die

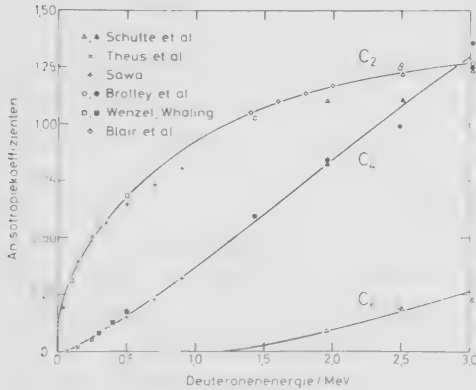


Fig. 37: Koeffizienten C_2 , C_4 und C_6 der Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nach Legendre-Polynomen

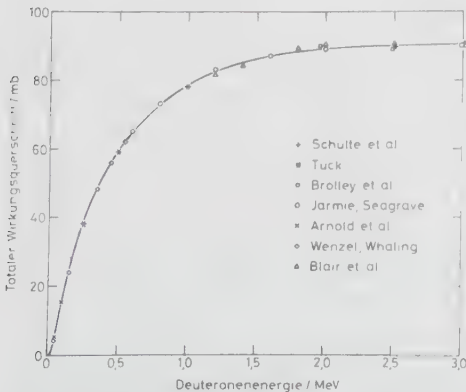


Fig. 38: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $D(d,p)T$

verschiedenen Symbole kennzeichnen Daten der verschiedenen Autoren; die durchgezogenen Kurven stellen den Verlauf der Größen $C_2, \dots, \sigma_{\text{tot}}$ dar, wie er sich aus den Koeffizienten des Rechenprogramms ergibt.

Aus Fig. 38 geht hervor, daß der totale Wirkungsquerschnitt - und das gilt in ähnlicher Weise auch für den differentiellen Wirkungsquerschnitt - im Bereich zwischen $1 \text{ MeV} \leq E_d \leq 3 \text{ MeV}$ nur noch wenig von der Energie abhängt. Diese Tatsache sollte man bei der Wahl der experimentellen Parameter insoweit berücksichtigen, daß in den auszuwertenden Tiefenbereichen die Energie der nachgeschossenen Deuteronen nicht wesentlich unter 1 MeV absinkt. Auf diese

Weise werden die durch die Vernachlässigung des Energie-Straggling der eingestrahlten Deuteronen hervorgerufenen Fehler relativ gering gehalten.

Die Auswertung der Formel (5.4) verlangt den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Reaktionstiefe x_n . Kennt man die Energie der einlaufenden Deuteronen an jeder Stelle x_n , so bereitet die Zuordnung von Reaktionsort und zugehörigem differentiellen Wirkungsquerschnitt keine Schwierigkeit. Der Zusammenhang zwischen Absorbiertiefe x und Teilchenenergie wird im folgenden Abschnitt behandelt.

5.2.3 Energie-Reichweite-Beziehung

Dringt ein Ion der Energie E_i in einen Absorber ein, so verliert es seine Energie im wesentlichen durch Wechselwirkung mit den Elektronen der Absorberatome (Ionisation und Anregung) und erst gegen Ende seines Weges auch durch Kernstöße mit den Gitteratomen. Die Folge dieser Wechselwirkungen ist eine Abweichung der Ionenbahn von der Einschußrichtung. Projiziert man, nachdem das Ion (nahezu) zur Ruhe gekommen ist, seine Position auf die Einlagerungsrichtung x , so erhält man die "mittlere Reichweite" $x = R$. Der wahre, vom Ion im Absorber zurückgelegte Weg - die "Weglänge" - ist etwas größer als die Reichweite ^{*)}.

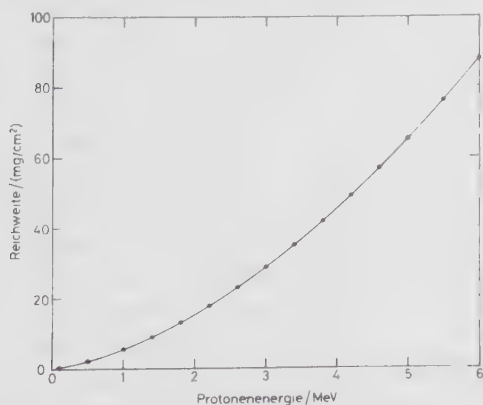
Die Bestimmung solcher Weglängen und Reichweiten über den Energieverlust ("Bremsvermögen") dE/dx der Ionen im Absorber ist ein altes Problem. Eine erste grundlegende Berechnung des Energieverlustes von Ionen in einem Absorber durch Ionisation und Anregung erfolgte durch Bethe ⁹⁰⁾. Trotz der Berücksichtigung einer effektiven Ladung des Ions und trotz der Einfügung von Schalenkorrekturgliedern bei niedrigen Ionenenergien wird die analytische Bestimmung des Energieverlustes mit der Bethe-Formel bei Protonenenergien unter 1 MeV problematisch und führt schließlich zu falschen, bzw.

^{*)} So liegt diese Abweichung für Protonen, die mit einer Energie unter 1 MeV in Ni eingestrahlt werden, bei wenigen Prozent ⁹¹⁾.

unsinnigen Ergebnissen.

In neuerer Zeit wurden Versuche unternommen, den Energieverlust von Ionen in einem Absorber bei niedrigen Teilchenenergien analytisch zu behandeln; als Beispiel sei auf die Arbeit von Lindhard, Scharff und Schiøtt ¹³⁾ verwiesen.

Da aber alle Bemühungen, den Energieverlust bei niedrigen Energien analytisch zu beschreiben, zu Ergebnissen führen, die die experimentellen Daten nur unbefriedigend wiedergeben, werden der Auswertung bei dem vorliegenden Rechenprogramm numerische Daten von Janni ⁹¹⁾ zugrunde gelegt. Hierbei handelt es sich um eine Sammlung von Protonen-Reichweitedaten in einer großen Anzahl von Absorbermaterialien - so auch Nickel. Bei Protonenenergien über 1 MeV liegt den Daten die Bethe-Formel - mit Schalenkorrekturgliedern - zugrunde, bei Energien unter 1 MeV stellen sie eine Anpassung experimenteller Ergebnisse verschiedener Autoren dar. Diese Energie-Reichweite-Daten von Janni wurden im Energiebereich bis 10 MeV durch ein Polynom angepaßt. Fig. 39 zeigt die Daten von Janni (gefüllte Kreise) und - als durchgehende Linie - die



dem eigenen Rechenprogramm zugrunde liegende Anpassung. Neuere Daten von Northcliffe und Schilling ⁹²⁾ liegen über den Werten von Janni*).

Fig. 39: Energie-Reichweite-Kurve für Protonen in Nickel nach Janni ⁹¹⁾

*) Einer der Gründe hierfür ist, daß Northcliffe und Schilling Weglängen und keine Reichweiten angeben. Auch weisen die Autoren selbst auf die weniger gute Übereinstimmung ihrer Protonendaten bei niedrigen Energien mit den experimentellen Daten anderer Autoren hin. Ihr Hauptanliegen war es aber, Bremsvermögen und Reichweite schwerer Ionen in einer Reihe von Bremsmaterialien anzugeben.

Aus den Protonenreichweiten gewinnt man durch Umrechnung die Reichweite-Beziehung für Deuteronen:

$$R_d(E) = 2 \cdot R_p\left(\frac{1}{2}E\right) \quad (5.7)$$

Diese Umrechnung ist bis zu Deuteronenenergien von mindestens $E_d = 0,05$ MeV herab gerechtfertigt ⁹³⁾.

Werden Deuteronen der Energie E_{d0} auf einen Absorber geschossen, so ist ihre Energie in jeder Tiefe x des Absorbers durch die Energie-Weg-Kurve gegeben, die sich durch eine andere Auftragung der Energie-Reichweite-Daten ergibt. Für Deuteronen, die mit der Energie $E_{d0} = 2,0$ MeV in einen Ni-Absorber eindringen, geht dieser Zusammenhang aus Fig. 40 hervor. Somit wird es auch möglich, jeder Tiefe x den zugehörigen differentiellen Wirkungsquerschnitt der $D(d,p)$ -Reaktion zuzuordnen (Kap. 5.2.2).

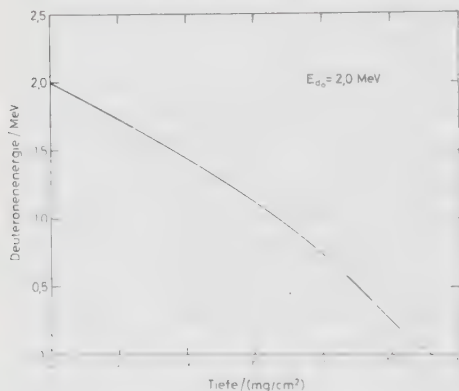


Fig. 40: Energie-Weg-Kurve für Deuteronen in Nickel (Einschüßenergie der Deuteronen $E_{d0} = 2,0$ MeV)

Bei den bisherigen Betrachtungen dieses Abschnitts ist die - mögliche - monokristalline Struktur eines Absorbers unberücksichtigt geblieben. Es liegt auch noch nicht genügend experimentelles Material vor, um z.B. eine Energie-Reichweite-Beziehung für Protonen, die in einer bestimmten niedrigindizierten Kristallrichtung in einen Absorber eingestrahlt werden,

anzugeben. Die Ergebnisse der durchgeführten Bestrahlungsexperimente deuten darauf hin, daß - im Rahmen der Genauigkeit der Kernreaktionsmethode - mit den in diesem Abschnitt angesprochenen Zusammenhängen zwischen Ionenenergie und Reichweite, bzw. Absorbertiefe auch Bestrahlungsexperimente an monokristallinen Absorbern ausgewertet werden können.

5.2.4 Reaktionsort

Kennt man die Energie-Weg-Beziehung für Deuteronen und Protonen in der Absorbersubstanz, so ist mithilfe der Reaktionskinematik die Zuordnung von Protonenenergie E_n und Tiefe x_n , in der die $D(d,p)$ -Reaktion stattfindet, möglich. Dieser Zusammenhang ist für eine Anzahl von Beobachtungswinkeln θ und eine symmetrische Stellung des Absorbers in Bezug auf Strahlrichtung und Detektor ($\alpha = \frac{\theta}{2}$) in Fig. 41 dargestellt. Eine $8,201 \text{ mg/cm}^2$ starke Al-Folie vor dem Detektor ist dabei berücksichtigt worden. Bei Beobachtung in Rückwärtsrichtung ($\theta > 90^\circ$) ist dieser Zusammenhang nicht mehr eindeutig - wie es die Auswertung der Beziehung (5.4) erfordert. Für die Bestimmung von Dichteverteilungen mit der $D(d,p)$ -Reaktion sind demnach Beobachtungswinkel $\theta \leq 90^\circ$ zu wählen. Wegen der störenden Kohlenstoff-Reaktion ist der Detektorwinkel auf $\theta < 60^\circ$ weiter einzugrenzen (siehe Fig. 36).

Bei den vorliegenden Bestrahlungsexperimenten wurden Verteilungen bis zu maximalen Absorbertiefen $x \approx 6 \text{ mg/cm}^2$ analysiert.

Reaktionsort (mg/cm²)

Fig. 41: Zusammenhang zwischen Reaktionsort und Protonenenergie für eine symmetrische Absorberstellung ($\alpha = \theta/2$). Einstrahlungsenergie der Deuteronen $E_{d_0} = 2,0 \text{ MeV}$; die zugehörige Reichweite R_2 in Nickel ist angegeben

6. Bestrahlungsexperimente in poly- und monokristallinen Ni-Absorbern und ihre Ergebnisse

6.1 Test des Auswerteverfahrens

6.1.1 Variation der Nachweisenergie

Wenn die Auswertung nach Gleichung (5.4) zu konsistenten Verteilungen führen soll, müssen die Ergebnisse unabhängig von der Energie der analysierenden Deuteronen und von der Stellung des Detektors sein. Andererseits müssen sich für verschiedene Einstrahlungsrichtungen der Deuteronen beim Nachweis unterschiedliche Deuteronenverteilungen ergeben, die aber durch eine einfache geometrische Umrechnung ineinander zu überführen sein sollten. Es ist von großer Wichtigkeit, das auf der Kernreaktionsmethode beruhende Auswerteverfahren vor Durchführung der eigentlichen Bestrahlungsexperimente in Hinblick auf die angesprochenen Fragestellungen zu überprüfen.

Dazu wurden in einen polykristallinen Ni-Absorber Deuteronen der Energie $E_{d1} = 400$ keV eingelagert. Der Winkel zwischen Strahlrichtung und Absorberoberfläche betrug $\alpha_e = 15^\circ$, die eingelagerte Flächendosis *) $Q_s = 1$ C/cm². Nachdem auf diese Weise eine bestimmte Deuteronenverteilung im Absorber aufgebaut worden war, wurde die Verteilung mit Deuteronen höherer Energie analysiert.

Zuerst sollte untersucht werden, ob sich die mit der Kernreaktionsmethode gewonnene Verteilung unabhängig von der Energie der nachgeschossenen Deuteronen ergibt. So wurde die Dichteverteilung mit Deuteronen verschiedener Energien E_{d2} zwischen 2,0 und 2,8 MeV abgetastet. Dagegen blieben die Stellungen von Absorber und Detektor unverändert ($\alpha = 15^\circ$ und $\theta = 30^\circ$).

*) Mit der Flächendosis Q_s wird hier und im folgenden die auf eine Fläche senkrecht zur Einlagerungsrichtung bezogene eingelagerte Ladung bezeichnet. Die Größe dieser Fläche ist durch die begrenzenden Blenden ($\varnothing$ 1,5 mm) definiert.

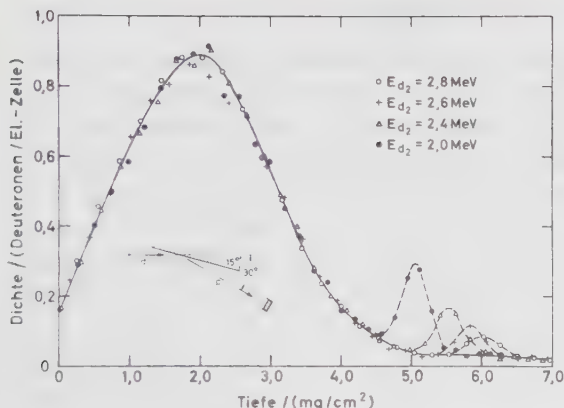


Fig. 42: Analyse eines Deuteronenprofils bei verschiedenen Nachweisenergien E_{d_2} , aber identischen Stellungen von Absorber ($\alpha = 15^\circ$) und Detektor ($\theta = 30^\circ$)

Das Ergebnis dieses Vergleichs zeigt Fig. 42: Normiert man die gemessenen Verteilungen auf gleiche Maxima, so ergibt sich unabhängig von der Energie der nachgeschossenen Deuteronen dieselbe Verteilung. Die im Dichteprofil bei Tiefen $x \geq 5 \text{ mg/cm}^2$ zu beobachtenden Abweichungen sind nicht real. An

diesen Stellen finden sich in den Protonenspektren die Kohlenstoff-Reaktionen, die im Rechenprogramm fälschlich als eingelaagerte Deuteronen interpretiert werden. Die energetische Lage der Störlinien im Protonenspektrum ist von der Energie der auslösenden Deuteronen abhängig. Die Folge ist, daß diese Protonen an jeweils etwas verschiedenen Stellen der Dichteverteilung zu finden sind. Bei allen in Kap. 6.2 gezeigten Deuteronenprofilen wurde die Kohlenstoff-Linie subtrahiert.

Um die verschiedenen Verteilungen auf gleiche Maxima zu bringen, waren Korrekturfaktoren zwischen 1 und etwa 5 erforderlich! Während die aus Fig. 42 hervorgehende qualitative Übereinstimmung der gemessenen Verteilungen recht gut ist, sind die Korrekturfaktoren ein Ausdruck für die unbefriedigende quantitative Übereinstimmung der verschiedenen Profile. In Kap. 6.1.4 werden Gründe für diese quantitative Diskrepanz angeführt.

6.1.2 Veränderung des Beobachtungswinkels

Hält man die Energie der analysierenden Deuteronen fest und verändert die Detektorstellung, so sind ebenfalls identische Verteilungen zu erwarten. Die Unabhängigkeit des analysierten Deuteronenprofils vom Beobachtungswinkel θ sollte in einem weiteren Test nachgeprüft werden.

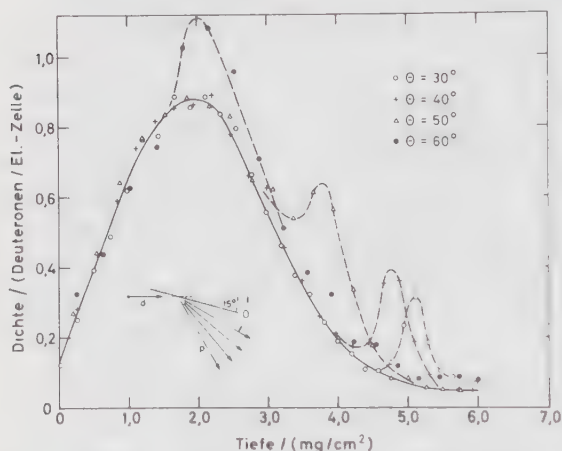


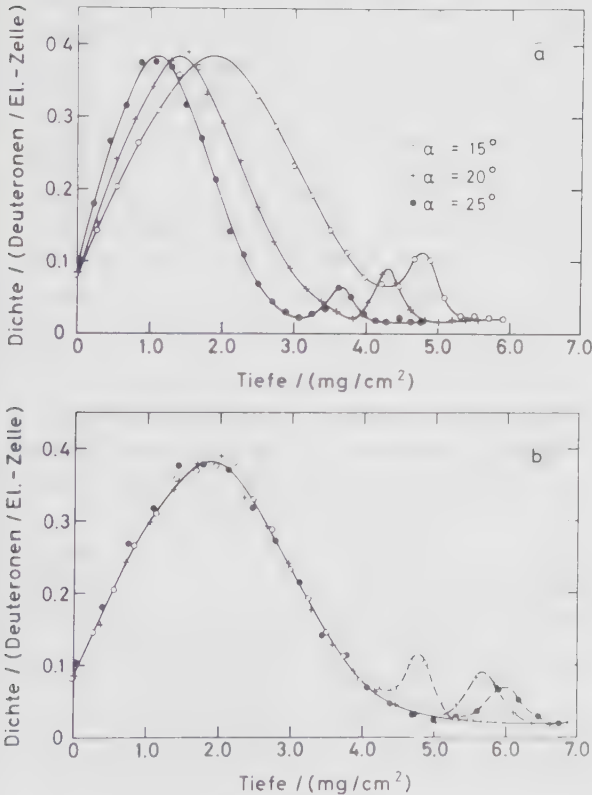
Fig. 43: Bestimmung einer Dichteverteilung bei verschiedenen Beobachtungswinkeln θ , aber identischer Absorberstellung ($\alpha = 15^\circ$) und Nachweisenergie ($E_{d2} = 2,0$ MeV)

Bei einer festen Absorberstellung ($\alpha = 15^\circ$) und einer festgehaltenen Deuteronenenergie von 2,0 MeV wurden für $\theta = 30^\circ$, 40° , 50° und 60° Protonenspektren aufgenommen und mit der Kernreaktionsmethode ausgewertet. Fig. 43 zeigt das Ergebnis dieses Vergleichs bei Berücksichtigung entsprechender Korrekturfaktoren (s.o.). Der stören-

de Einfluß der Kohlenstoff-Reaktion geht aus Fig. 43 besonders deutlich hervor. Schon bei $\theta = 50^\circ$ und insbesondere bei $\theta = 60^\circ$ wird das gemessene Profil durch die Störreaktion erheblich verfälscht. Von dieser lokalen Verfälschung abgesehen, ergibt sich auch hier eine recht gute Übereinstimmung der verschiedenen Verteilungen. Die zur Anpassung erforderlichen Korrekturfaktoren liegen hier zwischen 1,0 und 1,8, sind also deutlich niedriger als bei dem ersten Test.

6.1.3 Änderung der Absorberstellung

Während bei den bisherigen Tests nur solche Parameter variiert wurden, die ohne Einfluß auf die gemessene Deuteronenverteilung sein sollten, wurde in einem letzten Test die Absorberstellung verändert. Die beim Nachweis unter verschiedenen Winkeln α in den Absorber eingestrahlten Deuteronen treffen verschiedene Verteilungen an, und es sollte geklärt werden, inwieweit diese Unterschiede bei den Verteilungen durch die Analyse erfaßt werden.



Bei einer festen Nachweisenergie $E_{d_2} = 2,0$ MeV und einem Beobachtungswinkel $\theta = 40^\circ$ wurde die Deuteronenverteilung für $\alpha = 15^\circ$, 20° und 25° gemessen. Fig. 44a zeigt die analysierten Verteilungen, wobei sich die Tiefenskala auf die Richtung der nachgeschossenen Deuteronen bezieht.

Fig. 44: Messung einer Deuteronenverteilung bei verschiedenen Absorberstellungen aber gleicher Detektorstellung ($\theta = 40^\circ$) und Nachweisenergie $E_{d_2} = 2,0$ MeV). Bezug der Tiefenskala auf die Richtung der Deuteronen beim Nachweis (a), bzw. bei der Einlagerung (b)

Ist α_e der Winkel zwischen Absorberoberfläche und Strahlrichtung bei der Einlagerung und α_a der entsprechende Winkel bei der Analyse der Verteilung, so kann man die gemessenen Dichteprofile mit einem geometrischen Umrechnungsfaktor versehen und damit auf die Einlagerungsrichtung der Deuteronen beziehen:

$$x_e = x_a \cdot \frac{\sin \alpha_a}{\sin \alpha_e} \quad , \quad (6.1)$$

wobei x_e und x_a zwei verschiedene Tiefenskalen kennzeichnen, die auf die Einlagerungsrichtung, bzw. auf die Richtung der nachgeschossenen Deuteronen bezogen werden. Bringt man entsprechende geometrische Faktoren bei den Tiefenskalen der gemessenen Verteilungen an, so ergibt sich bei allen drei Absorberstellungen dieselbe Verteilung (Fig.44b) - wie es der Erwartung entspricht.

Dieser Test zeigt, daß es möglich und gerechtfertigt ist, eine gemessene Verteilung durch eine einfache geometrische Umrechnung der Tiefenskala auf jede gewünschte x-Richtung zu projizieren. Aus Gründen, die an späterer Stelle (Kap. 6.2.3) einsichtig werden, beziehen sich im folgenden die Tiefenangaben aller Dichteprofile auf die Einlagerungsrichtung.

Um die bei diesem Test aufgenommenen Verteilungen auf gleiche Maxima zu normieren, waren nur ganz geringfügige Korrekturfaktoren zwischen 1,00 und 1,08 erforderlich.

6.1.4 Folgerungen aus den Tests

Die starken Unterschiede der absoluten Teilchendichten - insbesondere bei Veränderung der Energie der analysierenden Deuteronen - können nicht mit Fehlern im Auswerteverfahren, etwa bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der D(d,p)T-Reaktion, erklärt werden.

Dagegen ist es plausibel, diese Unterschiede mit einer inhomogenen Belegung der Strahlfläche in Zusammenhang zu bringen. Je zwei Blenden im gekühlten Cu-Rohr vor dem Absorber und in den

Kollimatoren vor der Targetkammer (Durchmesser jeweils 1,5 mm) definieren die Größe des Strahlflecks auf dem Absorber. Die Fokussierung des Strahls bewirkt, daß oft nur ein Teil dieser Fläche mit Deuteronen belegt wird. Ist ein solch ungünstiger Fokussierungszustand sowohl bei der Einlagerung als auch beim Nachweis gegeben, so überdecken sich u.U. die bestrahlten Flächen in beiden Fällen nur teilweise. Änderungen der Fokussierungsparameter beim Nachweis (wie sie z.B. bei jeder Energieänderung vorgenommen werden!) können dann eine Verschiebung des Strahlflecks - und damit eine stärkere oder geringere Überdeckung des Einlagerungsflecks - zur Folge haben. Daraus kann eine erhebliche Verfälschung der absoluten Deuteronendichte resultieren. Die nachgewiesene Deuteronendichte ist umso geringer, je weniger sich die Strahlflecke bei Einlagerung und Nachweis überdecken.

Daß auch bei dem zweiten Test (Kap. 6.1.2) Korrekturfaktoren bis 1,8 erforderlich waren, ist auf eine Nachfokussierung während der Messung zurückzuführen.

Um die durch die Fokussierungsänderungen hervorgerufenen Fehler weitgehend auszuschalten, wurden alle Bestrahlungsexperimente bei einer festen Nachweisenergie von 2,0 MeV durchgeführt. (Die Einlagerung erfolgte ausnahmslos bei $E_{d1} = 400$ keV und bei einer Absorbertemperatur von $T = 123$ K). Auch wurde jede Änderung der Strahlparameter nach Beginn einer Messung möglichst vermieden. Trotzdem sind alle Folgerungen und Ergebnisse der Bestrahlungsexperimente, die eine exakte quantitative Bestimmung der absoluten Deuteronendichten erfordern, nur unter Beachtung der oben beschriebenen Fakten schlüssig.

6.2 Die Bestrahlungsexperimente und ihre Ergebnisse

6.2.1 Zwischengitterpositionen

Wie in Kap. 2.3 dargelegt worden ist, gestattet die Bestimmung von totalen Reaktionsausbeuten in Zusammenhang mit dem Channeling-Effekt eine Aussage über die Zwischengitterpositionen, auf denen sich die in einen Kristall eingelagerten Ionen befinden. Mithilfe der Kernreaktionsmethode sollte diese Fragestellung für Deuteronen in einem monokristallinen Ni-Absorber untersucht werden.

Dazu wurde nach erfolgter Deuteroneneinlagerung die Verteilung für drei verschiedene Winkel α zwischen Strahl und Absorberoberfläche bestimmt. Es seien α_- , α_0 und α_+ die gewählten Winkel, wobei α_0 den Nachschuß in die betrachtete niedrigindizierte Kristallrichtung kennzeichnet (Channeling-Fall), während durch α_- und α_+ der Nachschuß in Random-Richtungen beschrieben werden soll ^{*)}. Die Winkel α_- und α_+ werden so gewählt, daß die Bedingungen

$$\alpha_- < \alpha_0 < \alpha_+ \quad (6.2)$$

$$\text{und} \quad \begin{aligned} |\alpha_0 - \alpha_-| &> 2 \cdot \psi_c \\ |\alpha_0 - \alpha_+| &> 2 \cdot \psi_c \end{aligned} \quad (6.3)$$

erfüllt sind. ψ_c ist der kritische Winkel des betrachteten Channeling-Falls. Nach Tabelle 1 (S. 15) ist z.B. ψ_c für Deuteronen der Energie $E_d = 2,0$ MeV, die in $\langle 110 \rangle$ -Richtung auf einen Ni-Absorber treffen, gegeben durch

$$\psi_c \approx 0,73^\circ. \quad (6.4)$$

Die Bedingungen (6.3) sollen sicherstellen, daß bei Nachschuß unter α_- und α_+ eine Random-Kristallrichtung vorliegt. Die Forderung (6.2) soll gewährleisten, daß eine eventuelle Ausbeuteminderung (oder -erhöhung) nicht allein auf eine Verschiebung der Strahlflecke - wie sie in Kap. 6.1.4 diskutiert wurde -

^{*)} Der Winkel der horizontalen Drehachse (siehe Fig. 9) wurde durchgehend festgehalten: $\varphi = \varphi_0$, wobei φ_0 - zusammen mit α_0 - die Channeling-Richtung kennzeichnet.

zurückgeführt werden kann.

Für jede der drei Absorberstellungen wurde die Deuteronenverteilung bestimmt und eine Größe

$$Y = \int_0^{x_{\max}} \rho(x) dx \quad (6.5)$$

ermittelt. Hier wird mit x die Einlagerungsrichtung charakterisiert. Die Integration erfolgt über die ganze Verteilung bis zu

$$x_{\max} = 4 \text{ mg/cm}^2, \quad ,$$

was etwa der doppelten Reichweite der mit 400 keV eingelagerten Deuteronen in Nickel entspricht. Diese Größe Y ist der totalen Reaktionsausbeute proportional, ihre Dimension ist "(Deuteronen/Elementarzelle) $\times \text{mg/cm}^2$ ". Die Proportionalitätskonstante ist in diesem Zusammenhang unwichtig (siehe aber Kap. 6.2.4), da nur ein relativer Vergleich der Ausbeuten erforderlich ist.

Das beschriebene Experiment wurde für jede der niedrigindizierten Kristallrichtungen $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$ durchgeführt; bei jeder Kristallrichtung wurden drei Strahlflecke untersucht, die sich durch die eingelagerte Deuteronendosis oder die Einlagerungsrichtung unterschieden. Tabelle 3 gibt eine Zusammenstellung der Messungen und ihrer Ergebnisse. Im Fall der $\langle 110 \rangle$ - und der $\langle 111 \rangle$ -Richtung stellen die Ausbeuten der Tabelle 3 Mittelwerte aus jeweils 2, bzw. 3 aufgenommenen Spektren dar. In diesen Fällen ist zusätzlich der mittlere Fehler des arithmetischen Mittels angegeben, der ein Maß für die Streuung der Einzelwerte ist. Bei der $\langle 110 \rangle$ -Richtung konnte nur ein Strahlfleck ausgewertet werden, da durch die hohen Einlagerungsdosen der beiden anderen Strahlflecke ($Q_s = 1,0 \text{ C/cm}^2$ und $Q_s = 2,0 \text{ C/cm}^2$) eine Aufwerfung der Absorberoberfläche verursacht wurde, wodurch die Beobachtung von Channeling-Effekten nicht mehr möglich war.

Aus Tabelle 3 geht hervor, daß bei Nachschuß in $\langle 100 \rangle$ -Richtung die Reaktionsausbeute gegenüber dem Nachschuß in Random-Richtung um etwa $9 \dots 17 \%$ reduziert wird.

Kristall- richtung	Einlagerung		Detek- tor- stel- lung $^{\circ}$	Absorberstellung beim Nachweis			Reaktionsausbeute		
	α_e	$Q_s/c \text{ cm}^{-2}$		α_-	α_0	α_+	Y_-	Y_0	Y_+
<100>	18,3° 3)	0,1	30°	15,3°	18,3°	19,8°	0,2133	0,1852	0,2104
		0,3					0,4984	0,44+3	0,5212
		0,5					1,0748	0,9157	0,9959
<110>	30,5° 3)	0,3	40°	28,1°	30,5°	34,4°	0,7151 $\pm 0,0112$	0,7338 $\pm 0,0021$	0,6860
		0,1					0,2730 $\pm 0,0077$	0,2588 $\pm 0,0029$	0,2726 $\pm 0,0079$
<111>	27,0° 3)	0,3	40°	25,35	27,0°	28,45°	0,7670 $\pm 0,0141$	0,7196 $\pm 0,0052$	0,7708 $\pm 0,0060$
		0,5					0,9645 $\pm 0,0087$	0,8922 $\pm 0,0018$	0,9272 $\pm 0,0020$

Tabelle 3: Abhängigkeit der Reaktionsausbeute von der Absorberstellung beim Nachweis.

- 1) Einlagerung in Random-Richtung;
 2) Nachweis in Random-Richtung;
 3) Einlagerung in Channeling-Richtung;
 4) Nachweis in Channeling-Richtung;

Auch bei Nachschuß in $\langle 111 \rangle$ -Richtung ist eine - mit etwa 6 % allerdings schwächere - Reduzierung der Ausbeute gegenüber dem Random-Fall festzustellen. Wie in Kap. 2.3 diskutiert wurde, entspricht dieses Ergebnis der Erwartung für Deuteronen, die auf Oktaeder-Zwischengitterplätzen sitzen (vgl. Tabelle 2 auf S. 18). In diesem Fall sollte bei Nachschuß in $\langle 110 \rangle$ -Richtung eine Erhöhung der Ausbeute zu beobachten sein. Diese Erhöhung konnte experimentell auch nachgewiesen werden (Tabelle 3); allerdings fiel sie mit nur 2,5 %, bzw. 6 % noch schwächer aus als die Ausbeutereducierung bei der $\langle 111 \rangle$ -Richtung. Für die stärkere Ausbeutereducierung in $\langle 100 \rangle$ -Richtung gegenüber einer Einstrahlung in $\langle 111 \rangle$ -Richtung kann man zwei Gründe anführen: Zum einen ist der Abstand eines Oktaederplatzes von dem nächsten Gitterplatz für eine $\langle 100 \rangle$ -Richtung geringer, der abschirmende Effekt der Ni-Atome also stärker als für eine $\langle 111 \rangle$ -Richtung. Zum anderen ist ein stärkeres "Dechanneling" der nachgeschossenen Deuteronen in $\langle 111 \rangle$ -Richtung gegenüber der $\langle 100 \rangle$ -Richtung zu erwarten. (Die $\langle 111 \rangle$ -Richtung ist nicht so offen wie die $\langle 100 \rangle$ -Richtung).

Der Grund für die nur geringe Ausbeuteerhöhung in $\langle 110 \rangle$ -Richtung dürfte im wesentlichen in der großen Empfindlichkeit des Flux-peaking-Effektes gegenüber geringfügigen Abweichungen von der exakten Channeling-Richtung zu suchen sein (siehe auch Kap. 2.3). Die Halbwertsbreite des Flux-peaking-Maximums ist deutlich geringer als der kritische Winkel für Channeling in der Absorbersubstanz (siehe die Gleichung (2.13)). Es ist also zu erwarten, daß dieser Effekt der Ausbeuteerhöhung nur in einem sehr engen Winkelbereich - deutlich kleiner als $\psi_c = 0,73^\circ$ (Gleichung 6.4) - zu beobachten sein wird. Da die Channeling-Richtung aber selbst nur auf etwa $0,1^\circ$ genau festgelegt werden kann, wird die Beobachtung des Flux-peaking-Effektes problematisch.

Eine zweite Schwierigkeit bei der Messung in $\langle 110 \rangle$ -Richtung ist die ungünstige Geometrie von Strahlrichtung, Absorberstellung und Detektorposition. Die gegebene Oberflächenorientierung des Kristalls bewirkt einen recht großen Winkel zwischen $\langle 110 \rangle$ -Richtung und Absorberoberfläche ($\alpha_0 = 30,5^\circ$). Bei einer Detektorstellung

$\theta = 40^\circ$ müssen die bei der $D(d,p)$ -Reaktion entstehenden Protonen große Wege im Absorber zurücklegen, ehe sie in den Detektor gelangen können. Der resultierende Energieverlust im Absorber hat zur Folge, daß sich das Protonenspektrum der $d-d$ -Reaktion bis weit in den Bereich der störenden Kohlenstoff-Reaktion erstreckt, so daß die Störreaktion nicht so leicht berücksichtigt und subtrahiert werden kann.

Die Reduzierung der Reaktionsausbeute in $\langle 100 \rangle$ -Richtung und in $\langle 111 \rangle$ -Richtung gegenüber der Deuteroneneinstrahlung in Random-Richtung fällt bei den vorliegenden Messungen geringer aus, als aufgrund der Untersuchungen von Fischer und Mitarbeitern ⁶⁸⁾ für Deuteronen in Kupfer erwartet werden konnte. Das kann mit einer schon erheblichen Zerstörung des Kristallgefüges bei den vorliegenden Deuteronendosen von etwa 10^{18} cm^{-2} erklärt werden, zumal da die tiefe Absorberrtemperatur von $T = 123 \text{ K}$ ein Ausheilen der Gitterschäden verhindert. So sind - nach Nelson ¹²⁾ - in einem hochschmelzenden Metall (wie Ni) selbst bei Raumtemperatur Leerstellen nicht mehr beweglich (wohl aber Zwischengitteratome). An früherer Stelle war bereits auf Vorbehalte hingewiesen worden, mit denen quantitative Schlüsse betrachtet werden müssen, die aus den Deuteronenverteilungen gezogen werden. Trotz dieser Vorbehalte und trotz der Kleinheit des gemessenen Effektes kann man - zusammenfassend - den Schluß ziehen, daß zumindest ein Teil der eingelagerten Deuteronen bei den gegebenen experimentellen Bedingungen Oktaeder-Zwischengitterplätze besetzt.

6.2.2 Dosisabhängigkeit der Verteilungen

Bevor im folgenden Abschnitt (Kap. 6.2.3) die Frage der Richtungsabhängigkeit von Deuteronenverteilungen in monokristallinen Ni-Absorbern behandelt werden kann, muß zuvor der Einfluß der eingelagerten Deuteronendosis auf die Form der Verteilungen untersucht werden.

In einem schräg stehenden Ni-Absorber wurden durch Einlagerung

unterschiedlicher Deuteronendosen verschiedene Profile erzeugt. Bei identischer Geometrie - Einlagerung jeweils unter $\alpha = 18,3^\circ$ in [100]-Richtung (Channeling-Fall) - unterschieden sich die drei Strahlflecke nur durch die eingelagerten Dosen. Fig. 45 zeigt das Ergebnis der Analyse: Es ergeben sich qualitativ identische Verteilungen. Als wichtigstes Kriterium für die qualitative Über-

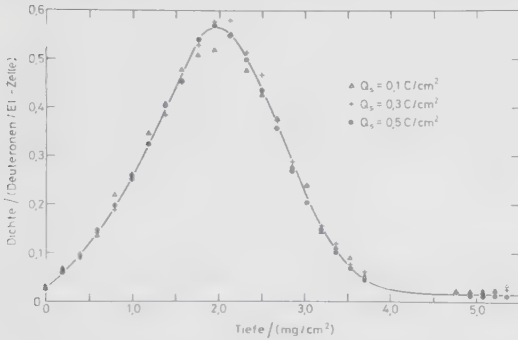


Fig. 45: Dichteprofil bei Einlagerung unterschiedlicher Deuteronendosen Q_S in [100]-Richtung ($\alpha = 18,3^\circ$, $\theta = 30^\circ$). Der Ordinaten-Maßstab bezieht sich auf die Dosis $Q_S = 0,5 \text{ C/cm}^2$

einstimmung der Verteilungen sei auf die übereinstimmende Lage der Maxima und der Schwerpunkte (Gleichung (6.7)) hingewiesen. Die für die quantitative Anpassung der Profile (Normierung auf gleiche Maxima) erforderlichen Faktoren stehen erwartungsgemäß etwa im gleichen Verhältnis wie die eingelagerten Dosen.

Die qualitative Unabhängigkeit der Deuteronenprofile von der eingelagerten Dosis wurde für sehr schräg stehende Absorber ($\alpha \lesssim 30^\circ$) bis etwa $Q_S = 1 \text{ C/cm}^2$ *) beobachtet. Erst bei höheren Dosen zeigen sich in den Verteilungen signifikante Änderungen.

In Fig. 46 ist das Ergebnis einer Messung dargestellt, bei der in eine hochindizierte Kristallrichtung des Absorbers Deuteronen mit Dosen $Q_S = 0,1$, $0,5$ und $2,0 \text{ C/cm}^2$ eingelagert worden waren. Während die Verteilungen für die beiden niedrigen Dosen miteinander übereinstimmen (durchgezogene Kurve in Fig. 46), zeigt das Profil bei der hohen Dosis eine deutliche Verbreiterung

*) Die auf die bestrahlte Absorberoberfläche bezogene Strahlenbelastung ist um einen Faktor $\sin \alpha$ geringer.

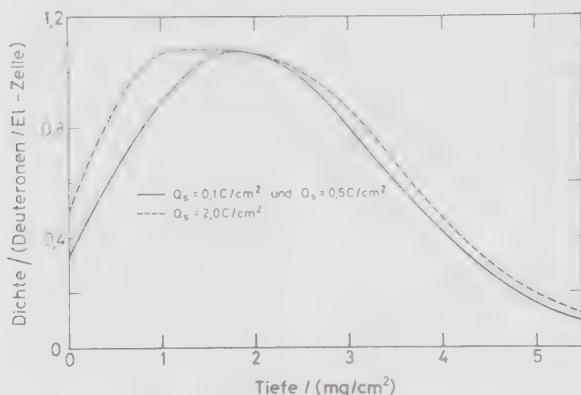


Fig. 46: Deuteronenverteilungen bei Einlagerung von unterschiedlichen Dosen Q_S in eine hochindizierte Kristallrichtung ($\theta = 10,7^\circ$, $\phi = 30^\circ$). Der angegebene Ordinatenmaßstab bezieht sich auf die Dosis $Q_S = 2,0 \text{ C/cm}^2$. Der besseren Übersichtlichkeit wegen sind die Meßpunkte nicht eingetragen worden.



Fig. 47: REM-Aufnahme eines mit sehr hoher Dosis ($Q_S = 2,0 \text{ C/cm}^2$) bestrahlten Absorbers. Der Bildausschnitt zeigt etwa 10/100 der gesamten bestrahlten Fläche

der Verteilung - insbesondere zur Oberfläche hin - und nahezu ein Plateau im Bereich des Maximums (durchbrochener Verlauf). Diese Änderungen der Verteilung muß man zweifellos auf Veränderungen im Kristallgefüge aufgrund der starken Strahlenbelastung zurückführen.

Eine Deutung dieses Effekts wird durch die Betrachtung der Absorberoberfläche im Anschluß an das Bestrahlungsexperiment unter dem REM nahegelegt (s. Fig. 47). Der mit der höchsten Dosis bestrahlte Fleck war gleichmäßig mit kleinen Kuppeln (Durchmesser etwa 5 µm) übersät.

Mit der Existenz und der Untersuchung solcher Blasen ("Blister") beschäftigen sich in zunehmendem Maße die Experimentatoren⁹⁴⁻⁹⁶. Der Entstehungsmechanismus der Blister ist trotzdem noch weitgehend ungeklärt. Im vorliegenden Fall scheint es plausibel zu sein, daß sich mit zunehmender Bestrahlung durch die eingelagerten

Deuteronen etwa am Ende ihrer Reichweite, wo die höchste Schädigung des Wirtsgitters erfolgt, zunächst kleine Gasblasen bilden können, aus denen durch Vereinigung größere Blasen entstehen, bis schließlich der Druck in einer solchen Gasblase ausreicht, die darüberliegende Schicht aufzuwölben (genauere Diskussion bei Möller ³²⁾ und Pfeiffer ⁹⁶⁾). In Übereinstimmung mit diesem Bild kann man die Löcher in Fig. 47 als solche Blister interpretieren, bei denen die über der Gasblase lagernde Schicht (der "Deckel") abgeplatzt ist. Die Stärke der abgeplatzen Schicht kann man am Rand der Löcher abschätzen: Sie liegt in der gleichen Größenordnung wie es bei der sehr schrägen Einlagerung dem Ende der Deuteronenreichweite entspricht.

Bei der Analyse der Verteilung muß man sich die Oberfläche des betrachteten Strahlflecks als eine "Ebene" vorstellen, aus der eine Vielzahl von "Hügeln" herausragt (die Risse und die kleineren Unebenheiten in der Oberfläche dürften erst während oder nach Erwärmung des Absorbers auf Raumtemperatur entstanden sein). Damit treffen die unter $\alpha = 10,7^\circ$ zur Ebene eingestrahnten Deuteronen im Bereich der "Hügel" im Mittel unter einem merklich größeren Winkel auf die Oberfläche und die darunter befindliche Verteilung. Im Anhang 8.2 wird aufgrund einer einfachen Modellbetrachtung die Vergrößerung des Auftreffwinkels im Bereich einer "Kuppel" nachgewiesen. Ein größerer Winkel zwischen Strahl und Oberfläche verschiebt aber die Verteilung zur Absorberoberfläche hin (siehe Fig. 44a). Somit werden beim Nachweis verschiedene Profile erfaßt: die "normale" Verteilung, die sich beim Auftreffen der Deuteronen auf die Ebenenbereiche ergibt (Maximum bei etwa $x = 2 \text{ mg/cm}^2$), und die bei veränderten Zwischenwinkeln α gemessenen Verteilungen im Bereich der Blasen. Der zweite Anteil stellt eine Überlagerung von Profilen der verschiedensten Zwischenwinkel α dar. Mit einem mittleren Auftreffwinkel von $\bar{\alpha} \approx 16^\circ \dots 17^\circ$, der nach den Betrachtungen im Anhang 8.2 durchaus realistisch zu sein scheint, kann man die in Fig. 46 beobachtete Verschiebung des Maximums und die Verbreiterung der Verteilung zur Oberfläche hin erklären. Daß die Deuteronenverteilung auch in tieferen Bereichen

leicht angehoben wird, kann mit der Möglichkeit auch sehr kleiner Auftreffwinkel im Bereich eines Blisters gedeutet werden.

Das gleiche Experiment wurde für die $[110]$ -Richtung mit analogen Ergebnissen wiederholt.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die qualitative Form einer Deuteronenverteilung - u.a. Lage des Maximums und des Schwerpunkts - weitgehend von der eingelagerten Dosis unabhängig ist. Das gilt bei schräger Einlagerung ($\alpha \lesssim 30^\circ$) bis zu Deuteronendosen von etwa $Q_s = 1 \text{ C/cm}^2$, obwohl bei diesen Dosen bereits eine starke Zerstörung des Kristallgitters zu erwarten ist. Erst wenn bei noch höheren Dosen Aufwerfungen und Blasenbildung an der Absorberoberfläche auftreten, ist eine merkliche Verbreiterung des Deuteronenprofils - in erster Linie zur Oberfläche hin - zu beobachten.

6.2.3 Richtungsabhängigkeit der Verteilungen

Bestrahlt man einen monokristallinen Absorber mit Ionen, so ist eine Abhängigkeit der Ionenverteilung von der Kristallorientierung zu erwarten. Erfolgt die Einlagerung in eine niedrigindizierte Kristallrichtung, so beobachtet man aufgrund des Channeling-Effektes eine Verschiebung der Verteilung zu größeren Absorbertiefen hin - verglichen mit dem Einschuß in hochindizierte Kristallrichtungen oder polykristalline Absorber (siehe Kap. 2.3). Diese erwartete Richtungsabhängigkeit sollte auch für Deuteronen in (geköhlten) Ni-Absorbern nachgewiesen werden.

Bei der Aufnahme und Auswertung der Deuteronenprofile stellte sich heraus, daß neben der oben angesprochenen und aus der Literatur bekannten Abhängigkeit der Verteilungen von Kristallrichtungen zugleich eine Abhängigkeit vom Winkel α zwischen Einlagerungsrichtung und Absorberoberfläche festzustellen ist, die bei Bestrahlungsexperimenten bisher wenig beachtet und untersucht worden ist. (Eine Ausnahme sind die Untersuchungen von Furukawa und Matsumura¹⁰⁴⁾ über die Winkelstreuung von implantierten Ionen bei

Bestrahlungsexperimenten. Die Autoren weisen auf den Zusammenhang zwischen der Abweichung eines in einen Absorber eindringenden Ions von der geradlinigen Einlagerung und der Form der resultierenden Tiefenverteilung der Ionen hin).

a) Abhängigkeit vom Einlagerungswinkel α

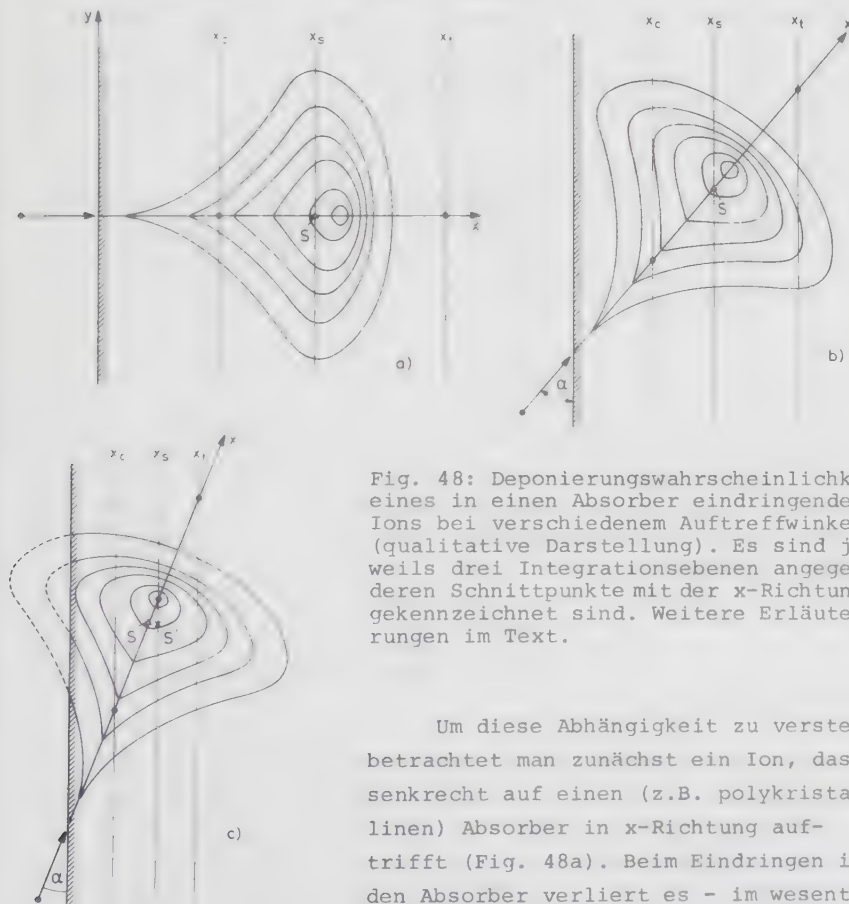


Fig. 48: Deponierungswahrscheinlichkeit eines in einen Absorber eindringenden Ions bei verschiedenem Auftreffwinkel α (qualitative Darstellung). Es sind jeweils drei Integrationsebenen angegeben, deren Schnittpunkte mit der x-Richtung gekennzeichnet sind. Weitere Erläuterungen im Text.

Um diese Abhängigkeit zu verstehen, betrachtet man zunächst ein Ion, das senkrecht auf einen (z.B. polykristallinen) Absorber in x-Richtung auftrifft (Fig. 48a). Beim Eindringen in den Absorber verliert es - im wesentlichen aufgrund von Wechselwirkungen mit den Elektronen der Absorberatome - seine Energie. Bei diesen Stoßprozessen erfährt es Richtungsänderungen (Winkelstreuung)

und kommt mit endlicher Wahrscheinlichkeit neben seiner ursprünglichen Einlagerungsrichtung zur Ruhe. So sind in Fig. 48a - qualitativ - "Linien gleicher Deponierungswahrscheinlichkeit" angedeutet, die angeben sollen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein in x-Richtung eingestrahktes Ion an irgendeiner Stelle der x-y-Ebene zur Ruhe kommt. (Bei einem polykristallinen Absorber bilden die Flächen gleicher Deponierungswahrscheinlichkeit einen Rotationskörper mit der x-Richtung als Drehachse. Der Schnitt dieses Drehkörpers mit der x-y-Ebene ist in Fig. 48 dargestellt). Das Integral dieser "Wahrscheinlichkeitsdichte" $w(x,y,z)$ sei auf 1 normiert.

Betrachtet man einen ausgedehnten Ionenstrahl, so gewinnt man die resultierende Ionenverteilung $\rho(x)$, indem man für jedes einzelne Ion eine solche Wahrscheinlichkeitsverteilung berücksichtigt. Die Teilchendichte in der Tiefe x_c des Absorbers ergibt sich durch eine Integration über das Wahrscheinlichkeitsgebirge:

$$\rho(x_c) = \frac{N_i}{A} \int w(x_c, y, z) dy dz \quad (6.6)$$

Dabei kennzeichnet A die bestrahlte (Ober-) Fläche des Absorbers und N_i die Gesamtzahl der eingelagerten Ionen. Das Integral einer solchen Ebene $x = x_c$ ist ihrem Schnittpunkt mit der x-Achse zugeordnet. In Fig. 48a sind zugleich zwei weitere Schnittebenen angedeutet, wobei

$$\rho(x_t) = 0$$

ist. Die Ebene $x = x_s$ enthalte den Schwerpunkt S der Wahrscheinlichkeitsverteilung.

Bei einem schrägen Ioneneinfall ($\alpha < 90^\circ$) verlaufen die "Integrationsebenen" parallel zur Oberfläche schräg durch das Wahrscheinlichkeitsgebirge (Fig. 48b). Das Integral jeder Ebene ist wieder ihrem Schnittpunkt mit der x-Richtung zuzuordnen, wobei sich jetzt aber wegen der veränderten Integrationsbedingungen andere Ionenverteilungen $\rho(x)$ ergeben. (Das Integral (6.6) ist zu modifizieren). Insbesondere ist jetzt

$$\rho(x_t) > 0$$

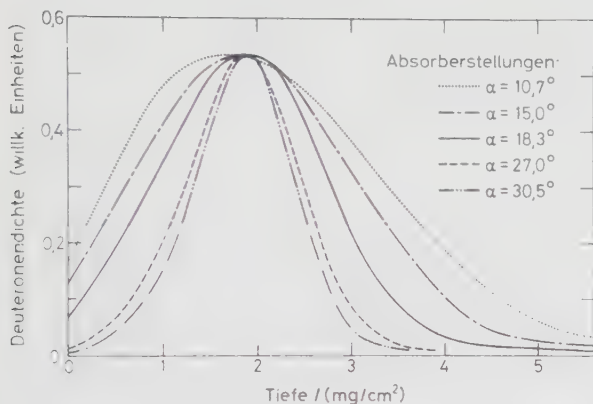


Fig. 49:
Dichteverteilungen
in einem poly-
kristallinen Ni-
Absorber bei Ein-
lagerung unter
verschiedenen
Winkeln α .
Der klareren Dar-
stellung wegen
sind keine Meß-
punkte einge-
tragen worden

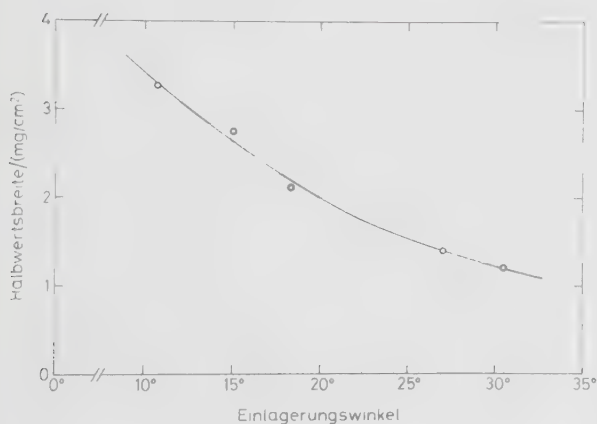


Fig. 50:
Halbwertsbreite
der gemessenen
Verteilungen in
Abhängigkeit vom
Einlagerungs-
winkel α .
(Messungen an
einem polykristal-
linen Absorber)

Schon aus dieser qualitativen Betrachtung kann man Schlüsse bezüglich der Form der Dichteprofile ziehen: Je kleiner der Winkel α ist, umso weiter erstreckt sich die Verteilung in x-Richtung und umso stärker wird sie bei kleinen x-Werten angehoben. Mit zunehmender Schrägstellung des Absorbers sollte demnach die Halbwertsbreite der Verteilungen zunehmen. Diese Erwartungen werden durch das Experiment voll bestätigt. So zeigt Fig. 49 eine Reihe von Deuteronenverteilungen, die sich bei Bestrahlung eines poly-

kristallinen Ni-Absorbers unter verschiedenen Winkeln α ergeben (Normierung auf gleiche Maxima). Erwartungsgemäß nimmt mit wachsendem Winkel α die Halbwertsbreite ab (Fig. 50). Es fällt - in Fig. 49 - die nahezu symmetrische Form der Verteilungen bei $\alpha \approx 30^\circ$ auf. Die praktisch übereinstimmende Lage der Maxima (wenn man von der extremen Schrägstellung bei $\alpha = 10,7^\circ$ absieht) ist nach Fig. 48 nicht unerwartet, da das Gebiet größter Deponierungswahrscheinlichkeit im Bereich der Reichweite nahe der x-Achse lokalisiert ist. Das Integral jeder Ebene - nahezu unabhängig von α -, die dort die x-Achse schneidet, wird zu einem Maximum des Dichteprofiles führen.

Die qualitative Diskussion der Wahrscheinlichkeitsverteilung (Fig. 48) gestattet eine weitere Folgerung über den Schwerpunkt der Verteilungen. Der Schwerpunkt S der Wahrscheinlichkeitsdichte liegt aus Symmetriegründen auf der x-Achse (Fig. 48a und b). Seine Tiefe sei durch $x = x_s$ gegeben. Beim Übergang zur Ionenverteilung bleibt der Schwerpunkt erhalten, d.h. auch das zugehörige Dichteprofil hat den Schwerpunkt bei x_s . Das gilt weitgehend unabhängig vom Zwischenwinkel α . Erst wenn die Absorberoberfläche bei sehr schrägem Ioneneinfall einen Teil des Wahrscheinlichkeitsgebirges "abschneidet" ^{*)}, wird die Rotationssymmetrie aufgehoben, und es ist eine Verschiebung des Schwerpunktes von der x-Achse weg zu größeren Tiefen hin zu erwarten (Fig. 48c). In diesem Fall wird der Schwerpunkt der Ionenverteilung dort liegen, wo die durch S' verlaufende Integrationsebene die x-Achse schneidet, d.h. bei $x'_s > x_s$.

Um diesen Effekt zu untersuchen, wurden die Schwerpunkte der gemessenen Dichteprofile nach der Beziehung

$$x_s = \frac{\int_0^{x_{\max}} \rho(x) \cdot x \cdot dx}{\int_0^{x_{\max}} \rho(x) dx} \quad (6.7)$$

*) Dieses "Abschneiden" bedeutet, daß ein eindringendes Ion mit endlicher Wahrscheinlichkeit den Absorber aufgrund von Streuprozessen wieder verlassen kann.

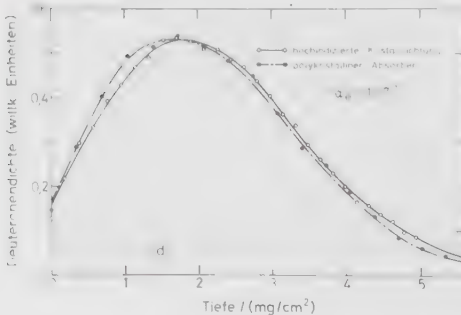
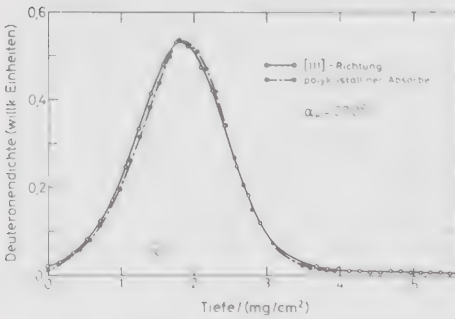
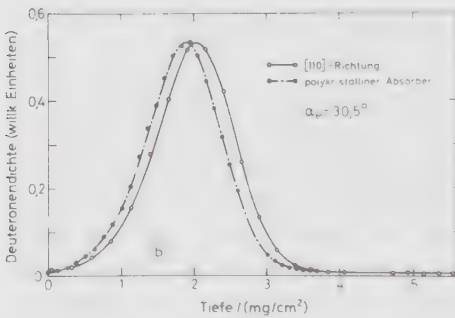
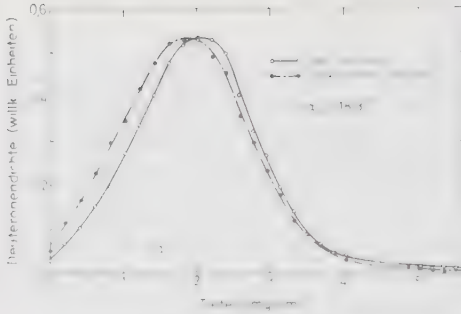
numerisch ermittelt (siehe die Zusammenstellung in Tabelle 4, S. 99). Sie zeigen exakt das erwartete Verhalten: Bei Einlagerungswinkeln $\alpha \geq 18^\circ$ stimmen die Schwerpunkte der Deuteronenverteilungen miteinander überein ($x_s = 1,85 \text{ mg/cm}^2$), bei $\alpha = 15^\circ$ liegt der Schwerpunkt bei $x_s = 1,99 \text{ mg/cm}^2$ und bei $\alpha = 10,7^\circ$ in der Tiefe $x_s = 2,17 \text{ mg/cm}^2$.

b.) Abhängigkeit von Kristallrichtungen

Für die Experimente an monokristallinen Ni-Absorbern standen nur Einkristalle der Oberflächenorientierung $\langle 210 \rangle$ zur Verfügung. Das bedingt unterschiedliche Zwischenwinkel α für jede der drei niedrigindizierten Kristallrichtungen. Da die oben besprochene Abhängigkeit der Verteilungen vom Winkel α dem Effekt einer Abhängigkeit von den einzelnen Kristallrichtungen überlagert ist, können die im monokristallinen Material gemessenen Deuteronenverteilungen nicht direkt miteinander verglichen werden. So zeigen die Diagramme 51a...d den Vergleich der Deuteronenverteilungen bei Einlagerung in $[100]$ -, $[110]$ -, $[111]$ - und in eine hochindizierte Kristallrichtung mit entsprechenden polykristallinen Profilen, die bei jeweils gleichen Zwischenwinkeln α erzeugt worden waren.

Der erwartete Effekt einer Verschiebung der monokristallinen Verteilungen zu größeren Tiefen hin ist für die $[110]$ - und $[100]$ -Richtung deutlich ausgeprägt (Verschiebung der Maxima um etwa 9% und der Schwerpunkte um etwa 7,5% gegenüber den monokristallinen Profilen). Dagegen ist für die $[111]$ -Richtung - im Rahmen der Genauigkeit des Auswerteverfahrens - kein Unterschied zwischen der mono- und der polykristallinen Deuteronenverteilung festzustellen. Maximum und Schwerpunkt der polykristallinen Verteilung liegen sogar geringfügig tiefer als im monokristallinen Fall.

Dieses Ergebnis ist nicht unerwartet, da nach Computer-Simulationen von Robinson und Oen⁵⁶⁾ für die $\langle 111 \rangle$ -Richtung eines fcc-Kristalls etwa gleiche Reichweiteverteilungen zu erwarten sind wie bei Bestrahlung eines isotropen Absorbers. Auch Messungen



von Piercy und Mitarbeitern ⁹⁷⁾ zeigen, daß die $\langle 111 \rangle$ -Richtung eine ziemlich "geschlossene" Kristallrichtung ist, die sogar zu geringeren Reichweiten als bei Einstrahlung in eine Random-Richtung führen kann ^{*)}. Dagegen entspricht es nicht ganz der Erwartung, daß bei der hochindizierten Kristallrichtung ein geringer Unterschied zwischen mono- und polykristalliner Einlagerung zu beobachten ist.

*) Siehe auch die Tabelle 1 (S.15) in Kap. 2.3 und die dortige Diskussion

Fig. 51: Vergleich der Deuteronenprofile, die sich bei Einlagerung in niedrigindizierte (und in eine hochindizierte) Kristallrichtungen ergeben, mit entsprechenden Verteilungen in einem polykristallinen Absorber. Die zugehörigen Einlagerungswinkel α_e sind angegeben.

6.2.4 Totale Ausbeuten

Unter der totalen Ausbeute Y^* soll hier die Gesamtzahl der im Absorber nachgewiesenen Deuteronen verstanden werden, die bei der Analyse einer Verteilung erfaßt werden (siehe auch Kap.6.2.1). Sie soll mit der Gesamtzahl der bei der Einlagerung im Absorber deponierten Deuteronen verglichen werden. Das Verhältnis beider Zahlen ist ein Maß für den Deuteronenanteil, der den Absorber während der Einlagerung durch Reemission verlassen hat.

Die Gesamtzahl N_i der in den Absorber eingelagerten Deuteronen ist durch die Flächendosis Q_s , durch die zugehörige bestrahlte Fläche A_s (senkrecht zur Einlagerungsrichtung) und durch die Elementarladung e gegeben

$$N_i = Q_s \cdot \frac{A_s}{e} \quad (6.8)$$

Die totale Ausbeute wird nach Gleichung (6.5) durch das Integral über die Deuteronendichte bestimmt, wobei die Integration in Einlagerungsrichtung über das gesamte Dichteprofil erfolgt. Bei Berücksichtigung der Gitterkonstante und der Dichte des Absorbermaterials gibt Y die Gesamtzahl der nachgewiesenen Deuteronen pro Flächeneinheit an. Durch Multiplikation mit der bestrahlten Fläche A_s ergibt sich die totale Ausbeute

$$Y^* = Y \cdot A_s \quad (6.9)$$

Fig. 52 zeigt den Vergleich beider Deuteronenzahlen bei verschiedenen Einlagerungsdosen. Die totale Ausbeute ist allein aufgrund des Fehlers bei der Strommessung mit einem relativen Fehler von etwa 10% behaftet. Der schraffierte Bereich in Fig. 52 kennzeichnet diesen Fehler für den Fall, daß alle eingelagerten Deuteronen auch nachgewiesen werden.

Aus dem Diagramm geht hervor, daß bei den vorliegenden Bestrahlungsexperimenten - von einer Ausnahme abgesehen - eine Ausdiffusion der eingelagerten Deuteronen auch bei Dosen von $Q_s = 2,0 \text{ C/cm}^2$ nicht zu beobachten ist. Selbst bei Strahlflecken,

20% der eingelagerten Deuteronen erfaßt. Der Punkt (6) charakterisiert einen benachbarten Strahlfleck, der bei gleichen Bedingungen wie Punkt (3) analysiert wurde. Da auch die Einlagerungsbedingungen - bis auf die eingelagerte Dosis - identisch waren, liegt es nahe, auch diese Reduzierung der totalen Ausbeute einer nur unvollständigen Überdeckung der Strahlflecke zuzuschreiben.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen von Möller³²⁾ an polykristallinen Ni-Absorbern wird also bei den vorliegenden Experimenten eine dosisabhängige Ausdiffusion der eingelagerten Deuteronen nicht beobachtet. Dafür kann die stärkere Schrägstellung des Absorbers bei der Einlagerung verantwortlich sein (hier $\alpha_{\max} = 30,5^\circ$ gegenüber $\alpha = 90^\circ$ bei Möller), wodurch die reale Flächendosis um den Faktor ' $\sin\alpha$ ' verringert wird. (Die auf das Volumen bezogene Strahlenbelastung des Absorbers ist dagegen unabhängig von α). Die geringere effektive Flächendosis allein reicht aber zur Erklärung des unterschiedlichen Verhaltens nicht aus. Vielmehr scheint die bei höheren Dosen beobachtete Ausdiffusion von eingelagerten Deuteronen ein Effekt zu sein, der mit der Ausbildung eines einzigen "Dom-Blisters" über dem Strahlfleck und der damit verbundenen starken lokalen Aufheizung des Blisters verknüpft ist. Bei den vorliegenden Bestrahlungsexperimenten wurde dagegen eine völlig andere Art der Blisterbildung (Fig. 47) beobachtet, wodurch die fehlende Reemission bei großen Dosen erklärt werden kann.

6.2.5 Diffusion von Deuterium in Nickel

6.2.5.1 Experimenteller Befund

Bei den bisher beschriebenen Experimenten wurden statische Verteilungen analysiert, bei denen die eingelagerten Deuteronen wegen der tiefen Absorbtemperatur von $T = 123$ K im Kristall "eingefroren" waren. In diesem Abschnitt sollen dynamische Änderungen der Verteilungen aufgrund einer erhöhten Beweglichkeit der Deuteronen im Absorber untersucht werden.

Nach Einlagerung von 400 keV - Deuteronen in den auf $T = 123\text{ K}$ gekühlten Absorber wurde der Kristall durch den Ionenstrahl - und aufgrund thermischer Verluste bei abgeschalteter Kühlung - auf $T = 254\text{ K}$ hochgeheizt. (Diese Absorbtemperatur war allen Diffusionsmessungen gemeinsam). Durch Aufnahme von Protonenspektren in dichter Folge konnten anschließend isotherme Änderungen der Ausgangsverteilung beobachtet werden.

Je nach Einlagerungsdosis Q_s und Bestrahlungswinkel α zeigen die Deuteronen ein grundsätzlich verschiedenes Diffusionsverhalten. Bei höherer Strahlungsbelastung (s.u.) ist mit zunehmender Diffusionszeit t allein eine geringfügige Abnahme der Teilchendichte - aber keine Änderung der Halbwertsbreite der Verteilungen - festzustellen [19, 21].

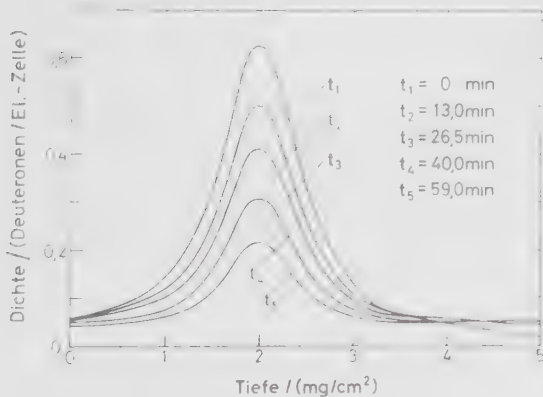


Fig. 53: Zeitliche Änderung einer Dichteverteilung bei $T = 254\text{ K}$ ("anormales" Diffusionsverhalten). Einlagerungsdaten: [110]-Richtung; Flächendosis $Q_w = 0,3\text{ C/cm}^2$. Wegen der nur geringfügigen Dichteabnahme wurden die Ordinaten der Profile - zur Verdeutlichung des Effektes - gestaucht (Multiplikation mit Faktoren $F_1=1$, $F_2=0,86$, $F_3=0,74$, $F_4=0,60$, $F_5=0,50$).

Dagegen ist bei geringen Einlagerungsdosen die Verringerung der Deuteronenzahl im Bereich des Dichtemaximums mit einer deutlichen Zunahme der Profilhalbwertsbreite und der Deuteronenzahl in Gebieten niedriger Dichten verbunden (Fig. 54). Während letzteres einem normalen Diffusionsverhalten der eingelagerten Deuteronen entspricht, steht das erste Diffusionsverhalten offensichtlich mit einer stärkeren Strahlenschädigung des Absorbers in Zusammenhang.

Die normale Diffusion wurde bei monokristallinen Absorbem

bis zu Bestrahlungsdosen von $Q_w \approx 0,16 \text{ C/cm}^2$ und bei polykristallinen Absorbern bis $Q_w \approx 0,1 \text{ C/cm}^2$ gefunden. (Im Gegensatz zu den bisherigen Dosisangaben ist Q_w auf die bestrahlte Fläche des schräg stehenden Absorbers bezogen).

Die Diskussion des dosisabhängigen Diffusionsverhaltens wird zunächst zurückgestellt (siehe Kap. 6.2.5.4).

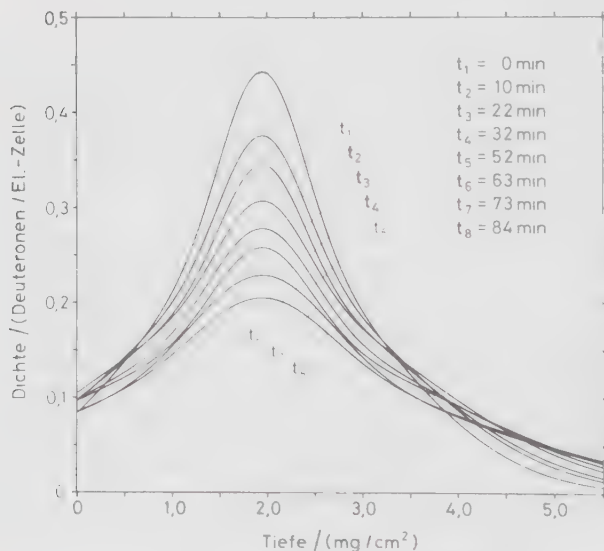


Fig. 54:

Zeitliche Änderung einer Dichteverteilung bei $T = 254 \text{ K}$ (normales Diffusionsverhalten). Einlagerungsdaten: [100]-Richtung; Flächen-dosis $Q_w = 0,157 \text{ C/cm}^2$. Der klareren Darstellung wegen sind (wie auch in Fig. 53) keine Meßpunkte eingetragen worden.

Wenn die in Fig. 54 dargestellten Dichteprofile den normalen Diffusionsgesetzen gehorchen, sollte es möglich sein, Parameter zu finden, die das zeitliche Auseinanderlaufen der Verteilungen analytisch beschreiben und die zugleich die Bestimmung eines Diffusionskoeffizienten gestatten. Diese Fragestellung wird im folgenden Abschnitt behandelt. Die untersuchte Verteilung war durch Einlagerung von 400 keV-Deuteronen in [100]-Richtung eines Ni-Absorbers erzeugt worden ($Q_s = 0,5 \text{ C/cm}^2$; $\alpha = 18,3^\circ \rightarrow Q_w = 0,157 \text{ C/cm}^2$).

6.2.5.2 Auswertung eines Diffusionsexperiments

Das zeitliche Verhalten einer Konzentrationsverteilung $\rho(x)$ *) bei festgehaltener Temperatur wird - bei Annahme eines konstanten Diffusionskoeffizienten D - durch das 2. Ficksche Gesetz beschrieben

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \quad (6.10)$$

Der Diffusionsstrom j ist dabei in Richtung des Konzentrationsgefälles gerichtet (1. Ficksches Gesetz):

$$j = - D \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (6.11)$$

Die einfachste Lösung der Differentialgleichung (6.10) ist die Gaußsche Fehlerkurve mit zeitabhängigem Maximum und Exponenten ⁹⁸⁾

$$\rho(x, t) = \frac{c}{\sqrt{t}} \cdot \exp\left[-b \cdot \frac{(x - x_0)^2}{t}\right] \quad (6.12)$$

Diese Lösung charakterisiert eine Verteilung, die aus einer δ -förmigen Flächenquelle bei $x = x_0$ zur Zeit $t = 0$ hervorgegangen ist. Die Parameter b und c sind konstant - also unabhängig von Zeit und Ort. Sie hängen über die Diffusionszeit mit dem Maximalwert a und der Halbwertsbreite h des Konzentrationsprofils zusammen

$$\begin{aligned} a(t) &= \frac{c}{\sqrt{t}} \\ h(t) &= 2 \cdot \sqrt{1: 2 \cdot \frac{t}{b}} \end{aligned} \quad (6.13)$$

Durch Eingang der Lösung (6.12) in das 2. Ficksche Gesetz kann man einen Zusammenhang zwischen b und dem Diffusionskoeffizienten D herstellen

$$D = \frac{1}{4b} \quad (6.14)$$

*) Da die laterale Ausdehnung des Strahls - und damit auch der Verteilung - groß gegen die Eindringtiefe der Ionen ist, kann die Diffusion bei Vernachlässigung von Randeffekten eindimensional behandelt werden.

a) Zeitliches Verhalten einer Deuteronenverteilung

Um die in Fig. 54 gezeigten Dichteprofile mit einem normalen Diffusionsverhalten der eingelagerten Deuteronen erklären zu können, ist es erforderlich, die gemessenen Verteilungen analytisch durch eine Funktion so anzupassen, daß das Diffusionsgesetz (6.10) erfüllt ist.

Die Anpassung durch eine Gaußfunktion vom Typ der Gleichung (6.12) brachte nur unbefriedigende Resultate. Dagegen konnten die gemessenen Profile recht gut durch die Überlagerung zweier Gaußfunktionen mit verschiedenen Maximalwerten und Halbwertsbreiten angepaßt werden:

$$\rho(x,t) = \frac{c_1}{\sqrt{t-t_0}} \exp\left[-b_1 \frac{(x-x_0)^2}{t-t_0}\right] + \frac{c_2}{\sqrt{t-t_0}} \exp\left[-b_2 \frac{(x-x_0)^2}{t-t_0}\right] \quad (6.15)$$

Die Lage der Maxima x_0 und der - fiktive - Zeitnullpunkt t_0 wurden für beide Verteilungen identisch gewählt.

Man könnte sich diese Verteilung als das Ergebnis der Überlagerung zweier δ -förmiger Flächenquellen zur Zeit $t=t_0$ an der Stelle $x=x_0$ vorstellen. Dieses Bild ist hier allerdings ohne physikalische Realität. Vielmehr sind es Abbrems- und Streuprozesse der Deuteronen bei der Einlagerung, die - abhängig von den Einlagerungsparametern - eine Ausgangsverteilung zur Folge haben. Nach dem Aufheizen von $T=123$ K auf $T=254$ K liegt schließlich bei Beginn der isothermen Beobachtung zur Zeit $t=t^*$ eine Anfangsverteilung vor, die - in diesem speziellen Beispiel - durch den Ansatz (6.15) beschrieben werden kann. Die weitere Veränderung des Konzentrationsprofils folgt dann dem normalen Diffusionsgesetz.

Zur Bestimmung der Parameter t_0 , x_0 , c_v und b_v (mit $v=1, 2$) wurden die gemessenen Verteilungen zunächst unabhängig voneinander angepaßt. (In Fig. 54 sind die einzeln angepaßten Profile dargestellt). Durch eine leichte Modifikation der arithmetischen Mittelwerte der 6 Parameter $t_0, \dots, b_2$ konnte ein Parametersatz gewonnen werden, der das zeitliche Verhalten aller gemessenen

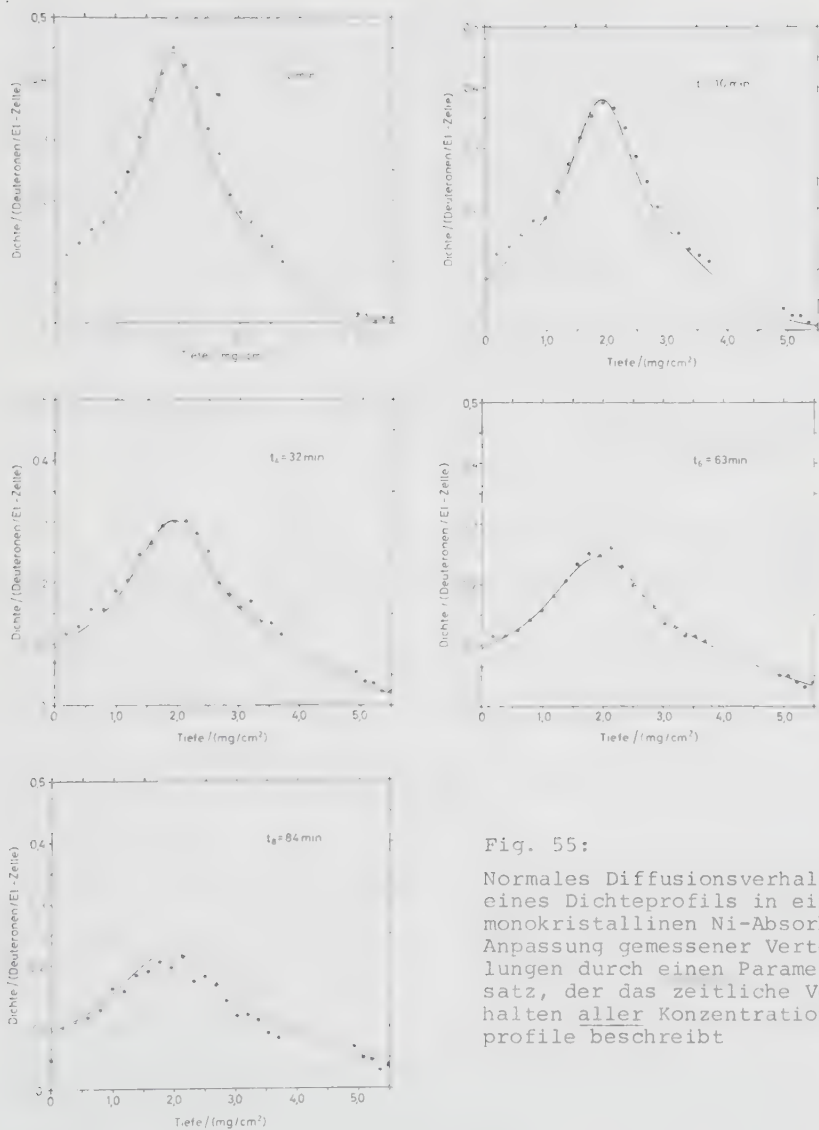


Fig. 55:

Normales Diffusionsverhalten eines Dichteprofiles in einem monokristallinen Ni-Absorber. Anpassung gemessener Verteilungen durch einen Parametersatz, der das zeitliche Verhalten aller Konzentrationsprofile beschreibt

Deuteronenverteilungen in zufriedenstellender Weise wiedergibt (Fig. 55a...e). Erst am Ende der 90 minütigen Beobachtungszeit liegt das gemessene Konzentrationsprofil systematisch unter der aus den Parametern berechneten Verteilung (Fig. 55e). Vor der Beurteilung der Qualität dieser Anpassung sollte man sich die Vorbehalte gegen eine quantitative Auswertung der absoluten Deuteronendichten vor Augen halten. Auch enthält die Auswertung eine Reihe von Vereinfachungen und Vernachlässigungen, die in Kap. 6.2.5.3 besprochen werden.

Der fiktive Zeitnullpunkt des Diffusionsprozesses lag hier bei $t_0 = -28$ Minuten, während zur Zeit $t^* = 0$ das erste Dichteprofil nach Erreichen der Diffusionstemperatur $T = 254$ K aufgenommen wurde.

b.) Diffusionskoeffizient bei $T = 254$ K

Geht man mit dem Lösungsansatz (6.15) in das Diffusionsgesetz (6.10) ein, so ergibt sich

$$D = \frac{c_1 + c_2}{4(c_1 b_1 + c_2 b_2)} \quad (6.16)$$

Hier ist der Diffusionskoeffizient von allen Parametern c_v und b_v abhängig - anders als im Fall einer einzigen Gaußfunktion (siehe (6.14)).

Aus den Parametern der vorangehenden Anpassung berechnet sich ein Diffusionskoeffizient

$$D_e = 9,13 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s} \quad (6.17)$$

Dieser Diffusionskoeffizient D_e ist noch um einen geometrischen Faktor zu korrigieren. Nach (6.11) erfolgt die Diffusion in Richtung des negativen Konzentrationsgradienten. Unabhängig von der Einlagerungsrichtung bilden sich aber Ebenen gleicher Teilchendichte parallel zur Absorberoberfläche aus (siehe auch Fig. 48a-c in Kap. 6.2.3). Die Diffusionsrichtung ist demnach immer normal zur

Absorberoberfläche gerichtet. Dagegen ist die Tiefenskala der gemessenen Verteilungen, und damit auch der aus ihnen ermittelte Koeffizient D_e , auf die Einlagerungsrichtung bezogen. Beide Tiefenskalen hängen über den Einlagerungswinkel α_e miteinander zusammen, so daß der auf die Flächennormale bezogene Diffusionskoeffizient um einen Faktor ' $\sin^2 \alpha_e$ ' zu korrigieren ist:

$$D_n = D_e \cdot \sin^2 \alpha_e \quad . \quad (6.18)$$

Somit ergibt sich bei der Auswertung dieses Diffusionsexperiments an einem monokristallinen Ni-Absorber

$$D_n = 0,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s} \quad . \quad (6.19)$$

Ein weiteres Diffusionsexperiment mit veränderten Einlagerungsparametern ^{*)} führte zu dem Diffusionskoeffizienten

$$D_n = 0,82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s} \quad . \quad (6.20)$$

Die Übereinstimmung mit (6.19) muß man unter den gegebenen Umständen als sehr gut bezeichnen.

Dagegen ergab die Auswertung von zwei Diffusionsexperimenten an einem polykristallinen Ni-Absorber eine weniger gute Übereinstimmung:

$$D_n = 2,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s} \quad \text{bei} \quad Q_w = 0,063 \text{ C/cm}^2 \quad , \quad (6.21)$$

beziehungsweise

$$D_n = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s} \quad \text{bei} \quad Q_w = 0,091 \text{ C/cm}^2 \quad . \quad (6.22)$$

Eine Flächendosis $Q_w = 0,152 \text{ C/cm}^2$ hatte bei diesem Absorber bereits zu einem anormalen Diffusionsverhalten geführt (siehe die Diskussion in Kap. 6.2.5.4).

Beim Vergleich dieser Diffusionskoeffizienten mit den Werten anderer Autoren muß berücksichtigt werden, daß mit herkömmlichen Meßmethoden in diesem Temperaturbereich nicht gearbeitet werden

^{*)} Einlagerung in [111]-Richtung; $Q_s = 0,3 \text{ C/cm}^2$,
 $\alpha = 27,0^\circ \rightarrow Q_w = 0,136 \text{ C/cm}^2$.

kann. So untersuchen Eichenauer und Mitarbeiter ⁹⁹⁾ die Diffusion von Deuterium in einkristallinem Nickel im Temperaturbereich zwischen etwa 650 und 925 K. Führt man eine - wegen des großen Temperaturunterschiedes von etwa 400 K wohl fragwürdige - Extrapolation der Daten dieser Autoren zur Temperatur der vorliegenden Messung herab durch, so ergibt sich ein Diffusionskoeffizient von

$$D_n = 5,76 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s} \quad , \quad (6.23)$$

also ein wesentlich größerer Wert als der hier gefundene. In diesem Stadium der hier verwendeten Experimentier- und Auswertetechnik muß diese Diskrepanz zunächst einfach hingenommen werden.

6.2.3.3 Fehlerquellen und Vorzüge der Absorptionsmethode

Die Auswertung des Diffusionsexperiments enthält einige Vernachlässigungen. So berücksichtigt die Anpassung der gemessenen Verteilungen durch die Lösung (6.15) nicht die Existenz der Absorberoberfläche bei $x=0$. Zwischen der Anpassung im oberflächennahen Bereich und der im Bereich bei $x=2x_0$ ist aber kein qualitativer Unterschied festzustellen. Das deutet zumindest darauf hin, daß Verunreinigungsschichten von Kohlenstoff- oder Wasserstoffatomen an der Oberfläche keinen "Diffusionsstau" verursachen.

Eher deutet eine geringfügige Verschiebung der Maximumlage in Richtung geringerer Tiefen mit zunehmender Diffusionszeit auf einen Diffusionsstau durch die bei der Analyse eingeschossenen hochenergetischen Deuteronen hin, die vom Ende ihrer Reichweite R_2 zur Oberfläche zurückdiffundieren. Diese Deuteronen bilden einen zusätzlichen Diffusionsstrom, der zur Oberfläche gerichtet ist und damit dem ins Absorberinnere diffundierenden Deuteronenstrom der untersuchten Verteilung entgegen steht.

Eine weitere mögliche Ursache für diese Verschiebung von x_0 ist in einer verstärkten Diffusion in oberflächennahen Schichten durch einen größeren Dichtegradient in diesem Bereich zu sehen. Ursache hierfür ist der Dichteübergang von endlichen Werten im

Absorber zu einer Dichte $\rho = 0$ außerhalb des Absorbers in einem schmalen Oberflächenbereich (siehe auch die ersten Meßpunkte bei $x \approx 0$ in Fig. 55).

Weiterhin stellen die gemessenen Profile eine Überlagerung von sich zeitlich ändernden Verteilungen dar. Eine genauere Auswertung erforderte eine Entfaltung der Dichteprofile. Die Auswirkung dieses Effekts auf die gemessenen Verteilungen ist insbesondere zu Beginn der Diffusionsbeobachtung relevant.

Schließlich ist die Annahme eines konzentrationsunabhängigen Diffusionskoeffizienten D problematisch. Die auf die Anzahl der Ni-Atome bezogene Konzentration der eingelagerten Deuteronen betrug bei den Diffusionsmessungen bis zu 14%! Nach Jost¹⁰⁰⁾ kann eine konzentrationsabhängige Diffusion den Wert von D aber um Größenordnungen verändern.

Die Untersuchung dieser letzteren Fragestellung mit der Kernreaktionsmethode erscheint möglich; allerdings wäre gerade hierfür eine äußerst homogene Belegung der bestrahlten Absorberoberfläche und eine exakte Bestimmung der Einlagerungsdosen durch eine genaue Ladungsmessung zu fordern. Dagegen sollte es leichter möglich sein, die Frage einer Richtungsabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten in monokristallinen Absorbern zu untersuchen. Nach Jost¹⁰⁰⁾ ist eine solche Abhängigkeit für fcc-Kristalle allerdings nicht zu erwarten.

Die vorliegende Methode gibt die Möglichkeit, Diffusionsuntersuchungen auch auf solche Fälle auszudehnen, wo die herkömmlichen Meßverfahren versagen, weil die Diffusionskoeffizienten zu klein werden (z.B. bei tiefen Temperaturen in Metallen). Der Grund dafür ist, daß mit der Kernreaktionsmethode sehr schmale Dichteprofile und deren zeitliche Änderung beobachtet werden können (die Halbwertsbreiten liegen hier bei 2 μm). Die Halbwertsbreite eines Dichteprofiles - wie es hier gemessen wurde - ist nach Jost und Hauffe⁹⁸⁾ mit dem mittleren Verschiebungsquadrat eines diffundierenden Teilchens vergleichbar. Das mittlere Quadrat der Verschiebung ist aber mit dem Diffusionskoeffizient D und der

Diffusionszeit t verknüpft

$$\overline{\Delta x^2} = 2 \cdot D \cdot t \quad , \quad (6.24)$$

d.h. es gilt

$$D = \frac{\overline{\Delta x^2}}{2t} \quad .$$

Dieser Beziehung ist zu entnehmen, daß bei einem sehr kleinen Diffusionskoeffizienten die Beobachtungs-, d.h. Meßzeiten nur dann in vernünftigen Grenzen gehalten werden können, wenn es möglich ist, kleine Verschiebungsquadrate, also kleine (absolute) Änderungen der Halbwertsbreite zu messen. Gerade das aber ist die Stärke des vorliegenden Verfahrens. Zur Messung sehr großer Diffusionskoeffizienten eignet es sich nicht, da für die Aufnahme eines Spektrums eine Mindestzeit von $5 \cdot 10$ Minuten erforderlich ist, in der sich das Konzentrationsprofil nicht zu stark verändern darf.

6.2.5.4 Diffusionsablauf

Die Ergebnisse der Diffusionsexperimente werfen zwei Fragen auf: Wie kann man den größeren Diffusionskoeffizienten bei polykristallinen Absorbern und wie das unterschiedliche Verhalten mono- und polykristalliner Absorber bei gleichen Dosen verstehen (bei $Q_w = 0,157 \text{ C/cm}^2$ zeigt der monokristalline Absorber noch normales Diffusionsverhalten, während am polykristallinen bei $Q_w = 0,152 \text{ C/cm}^2$ bereits das anormale Verhalten zu beobachten ist)?

Maßgebend für die Diffusion sind Platzwechselvorgänge der eingelagerten Deuteronen. Die Wanderung kann über freie Gitterplätze, über Zwischengitterplätze, aber auch entlang von Korngrenzen und Versetzungen erfolgen. Damit Deuteronen, die auf freie Gitterplätze gelangt sind, ihren Weg fortsetzen können, müssen sie eine Schwellenenergie aufbringen, um die Potentialmulde verlassen zu können. Auch der Übergang von einem Zwischengitterplatz zu einem anderen erfordert eine Schwellenenergie, die aber wesentlich geringer als im ersten Fall ist. Die Wandlungsgeschwindigkeit für Deuteronen auf Zwischengitterplätzen

ist demnach wesentlich höher als für solche auf regulären Gitterplätzen. Eine noch stärkere Diffusion der Deuteronen aber erfolgt entlang den Korngrenzen. "Eine Versetzung stellt für Diffusionsvorgänge geradezu eine offene Tür dar" (Kittel ⁵⁹). Berücksichtigt man außerdem, daß durch Fremdatome und Verunreinigungen die obigen Schwellenenergien erniedrigt werden, so kann man den höheren Diffusionskoeffizienten für polykristalline Ni-Absorber (gegenüber Ni-Einkristallen) verstehen.

Beim Ionenbeschuß werden im Kristallgefüge des Absorbers Frenkel-Defekte erzeugt, also Paare von Leerstellen und Zwischen-gitteratomen. In diesen Leerstellen werden die wandernden Deuteronen "eingefangen", und damit scheiden sie wegen der hohen Schwellenenergie praktisch aus dem normalen Diffusionsprozeß aus. Mit wachsender Einlagerungsdosis steigt der Anteil der in solchen Leerstellen gebundenen Deuteronen; eine weitere Komplikation kommt dann durch die Ausbildung von Gasblasen im Absorber hinzu, die ebenfalls als Senken für diffundierende Deuteronen wirken, bis schließlich in den Bereichen sehr hoher Gitterschädigung eine normale Diffusion praktisch unterbunden wird. Danach könnte man den geringeren Diffusionskoeffizienten (6.22) - gegenüber (6.21) - so verstehen, daß sich hier bereits eine Reduzierung der normalen Diffusion durch eine zunehmende Strahlenschädigung des Absorbers andeutet.

Auf den Channeling-Effekt kann es zurückgeführt werden, daß die durch Strahlenschäden verursachte anormale Diffusion in polykristallinen Absorbern bei geringeren Einlagerungsdosen in Erscheinung tritt als in monokristallinen: Die Gitterführung des Kristalls bewirkt, daß die eindringenden Deuteronen ihre Energie bei einer großen Anzahl "streifender Stöße" an die Absorberatome abgeben. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für eine hohe Energieübertragung bei einem Einzelstoß reduziert, und die Folge ist eine geringere Schädigung - d.h. die anormale Diffusion wird erst bei höheren Dosen zu beobachten sein - als bei Einlagerung in einen polykristallinen Absorber.

7. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit berichtet über Bestrahlungsexperimente an gekühlten poly- und monokristallinen Ni-Absorbern.

Dazu war die Entwicklung und der Aufbau einer sehr umfangreichen Bestrahlungsapparatur erforderlich.

Es wurde ein kernphysikalisches Verfahren erprobt, das die Ausrichtung von niedrigindizierten Kristallrichtungen monokristalliner Absorber in der Targetkammer in Bezug auf den Ionenstrahl mit einer Genauigkeit von mindestens $0,1^\circ$ ermöglicht. Die gemessenen "Durchlässigkeitsverteilungen" sind ein Abbild der Kristalloberfläche: Die Identifizierung der Lage offener Kristallebenen ist möglich und wird für eine Kristallrichtung quantitativ durchgeführt.

Die Kernreaktionsmethode für die $D(d,p)T$ -Reaktion wurde soweit entwickelt, daß die nicht-destruktive Bestimmung von Deuteronen-Dichteverteilungen durch die Analyse von Protonenspektren dieser Reaktion möglich war.

Damit wurde innerhalb der Bochumer Arbeitsgruppe die Voraussetzung für die Durchführung von Bestrahlungsuntersuchungen an monokristallinen Absorbern geschaffen.

Die Auswertung der gemessenen Spektren erfolgt mit einem umfangreichen Fortran-IV-Rechenprogramm, das für die PDP 10-Rechenanlage des DTL in Bochum erstellt wurde.

Nach Prüfung des Auswerteverfahrens und des verwendeten Rechenprogramms durch eine Reihe von Tests mit polykristallinen Ni-Absorbern, wurde die Wirksamkeit der entwickelten Experimentier- und Auswertetechnik nachgewiesen, indem Fragen der Lokalisierung von Fremdatomen in monokristallinen Absorbern, der Dosis- und Richtungsabhängigkeit von Verteilungen und der Veränderung von Konzentrationsverteilungen aufgrund einer normalen Diffusion

untersucht wurden *).

So konnte mit Hilfe des Channeling-, bzw. Flux-peaking-Effekts nachgewiesen werden, daß ein Teil der in einen monokristallinen Ni-Absorber eingelagerten Deuteronen Oktaeder-Zwischengitterplätze besetzt.

Eine Dosisabhängigkeit der Dichteverteilungen in monokristallinen Ni-Proben konnte bei niedrigen Einlagerungsdosen nicht festgestellt werden. Erst bei Dosen $Q_w \gtrsim 3 \cdot 10^{18}$ Deuteronen/cm² wurden Änderungen der Profile beobachtet, die mit einer "Verschmierung" des Einfallswinkels α durch eine Aufwölbung der Oberfläche erklärt werden konnten.

Weiterhin wurde bei polykristallinen Ni-Absorbern eine Abhängigkeit der Deuteronenverteilungen von dem Winkel zwischen Strahl und Absorberoberfläche gemessen, die mit dem Bild einer gewissen Deponierungswahrscheinlichkeit eines einzelnen Ions verstanden werden kann.

In monokristallinen Absorbern wurden Reichweiteverteilungen für jede der niedrigindizierten Kristallrichtungen [110], [100] und [111] aufgenommen und mit entsprechenden Profilen des polykristallinen Absorbers verglichen, die bei gleichem Einlagerungswinkel α gemessen wurden. Die Schwerpunkte der Verteilungen lagen bei Einlagerung in [110]- und [100]-Richtung - relativ gesehen - um etwa 7,5% tiefer als im polykristallinen Absorber. Nicht unerwartet ergab sich im Rahmen der begrenzten Genauigkeit des Verfahrens bei Einstrahlung in [111]-Richtung kein Unterschied zur Einlagerung in den polykristallinen Ni-Absorber. Somit konnte gezeigt werden, daß die Kernreaktionsmethode ein geeignetes Verfahren ist, um die Richtungsabhängigkeit von Ionen-Reichweiteverteilungen in monokristallinen Absorbern zu untersuchen. Damit erweist sie sich den bisher für diese Fragestellung verwendeten destruktiven

*) Zu den wichtigsten experimentellen Parametern gehörte eine feste Einlagerungsenergie $E_{d1} = 0,4$ MeV bei der Absorbertemperatur von $T = 123$ K, eine Nachweisenergie $E_{d2} = 2,0$ MeV und ein Einlagerungswinkel zwischen Strahl und Absorberoberfläche von $\alpha \leq 30,5^\circ$.

Verfahren überlegen.

Schließlich wurden isotherme Änderungen der Verteilungen bei einer Absorbertemperatur von $T = 254$ K beobachtet. Unterhalb einer Grenzdosis zeigte sich ein normales, bei höheren Dosen ein anormales Diffusionsverhalten der Verteilungen. Die Grenzdosis lag bei monokristallinen Absorbern höher als bei polykristallinen, was auf eine stärkere Strahlenschädigung im letzteren Fall zurückgeführt werden kann. Andererseits ergaben sich im monokristallinen Material kleinere Diffusionskoeffizienten als in polykristallinen Absorbern. Die entwickelte Experimentier- und Auswertetechnik gestattet die Bestimmung sehr kleiner Diffusionskoeffizienten in einem Temperaturbereich, in dem mit herkömmlichen Methoden nicht gearbeitet werden kann.

Bei einer kritischen Wertung der Ergebnisse kann man nicht übersehen, daß die Untersuchungen zur Lokalisierung der Deuteronen im Wirtsgitter die Grenzen der gegebenen experimentellen Möglichkeiten aufzeigen. Um auf diesem Gebiet genauere Ergebnisse erzielen zu können, müßten vor allen Dingen die quantitativen Dichteaussagen verbessert werden - insbesondere durch eine homogenere Belegung des Strahlflecks und eine Verbesserung der Normierung der Spektren.

Dagegen erscheint bei den experimentellen Gegebenheiten eine weitere Untersuchung von Konzentrationsverteilungen und ihrer Abhängigkeit von Parametern wie der Kristallrichtung, Absorberstellung, Einlagerungsenergie, Temperatur und Zeit (Diffusion) vielversprechend. Bei Diffusionsexperimenten sollte die Bestimmung von richtungsabhängigen Diffusionskonstanten in monokristallinen Absorbern möglich sein, und auch die Untersuchung der Dosisabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten im Übergangsbereich zwischen normaler und anormaler Diffusion erscheint lohnend.

8. Anhang

8.1 Zwei geometrische Probleme bei der Lauc-Justierung

8.1.1 Elementare geometrische Vorbetrachtungen

Der in Fig. 56 dargestellten speziellen Pyramide entnimmt man einige elementare Beziehungen zwischen den Winkeln:

$$\sin \beta = \sin \alpha \cdot \sin \delta \quad (8.1)$$

$$\cos \alpha = \cos \beta \cdot \cos \gamma \quad (8.2)$$

$$\tan \gamma = \tan \alpha \cdot \cos \delta \quad (8.3)$$

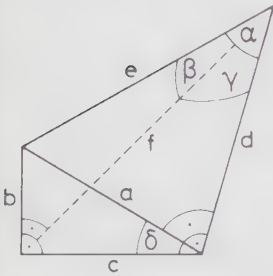


Fig. 56: Spezielle Pyramide. Die Kanten b, bzw. d stehen senkrecht auf der Grundfläche, bzw. einer Seitenfläche

Mit diesen Formeln lässt sich eine weitere Beziehung zwischen den Winkeln einer etwas allgemeineren Pyramide (Fig. 57) gewinnen:

Hier ist φ zugleich der Zwischenwinkel zwischen der Grundfläche und einer Seitenfläche der Pyramide. Zerlegt man die Pyramide in der angegebenen Weise in zwei Teilpyramiden, so kann man die obigen Formeln anwenden und erhält

$$\cos \mu_1 \cdot \cos \theta = \cos \varepsilon \quad (8.2')$$

$$\cos \mu_2 \cdot \cos \theta = \cos \lambda \quad (8.2'')$$

$$\tan \mu_2 = \tan \lambda \cdot \cos \varphi \quad (8.3')$$

Elementare Umformungen bei Berücksichtigung von $\eta = \mu_1 + \mu_2$ führen zu

$$\cos \varepsilon = \cos \lambda \cdot \cos \eta + \sin \lambda \cdot \sin \eta \cdot \cos \varphi \quad (8.4)$$

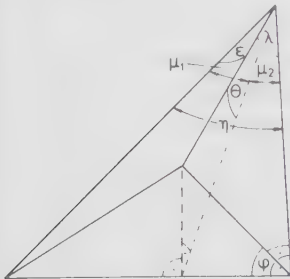


Fig. 57: Spezielle Pyramide. Eine Kante steht senkrecht auf einer Seitenfläche

8.1.2 Justierung des zentralen Bildreflexes in das Filmzentrum

Ist es gelungen, die Laue-Struktur einer niedrigindizierten Richtung auf dem Röntgenfilm zu identifizieren, so stimmen in der Regel das Symmetriezentrum der Laue-Aufnahme und das Filmzentrum nicht miteinander überein. Um die betrachtete Richtung genau parallel zur optischen Achse des Systems auszurichten, ist es aber erforderlich, das Symmetriezentrum der Laue-Struktur in das Filmzentrum zu bringen.



Fig. 58: Justierung des zentralen Bildreflexes in das Filmzentrum. Durch Verdrehung an den Achsen v und w ist der zentrale Reflex R_Z in den Ursprung des Koordinatensystems zu bringen. Die Drehwinkel φ und θ sind aus x_Z , y_Z , D und δ zu berechnen

In der Filmebene sei ein zweidimensionales Koordinatensystem gegeben, dessen Abszisse zugleich in der Einfallebene und dessen Ursprung an der Stelle des Durchstoßpunktes der optischen Achse - und damit auch des Röntgenstrahls - liegt (siehe Fig. 58). Die Richtung vom Kristall zum zentralen Bildreflex R_Z werde durch $\vec{r}_Z$ gekennzeichnet. Dann kann man aus den Koordinaten x_Z und y_Z des zentralen Bildreflexes der Laue-Struktur, aus dem Abstand D von Film und Kristall und aus dem Winkel δ zwischen horizontaler Drehachse w und optischer Achse der Kame-

ra die Drehwinkel θ und φ berechnen, um die man den Kristall verdrehen muß, um R_Z in den Ursprung des Koordinatensystems zu bringen.

Es sei $\vec{r}_n$ die Flächennormale der betrachteten niedrigindizierten Kristallebene (d.h. die zu justierende Kristallrichtung und $\vec{r}_n$ sind antiparallel), R_n sei der (fiktive) Durchstoßpunkt von $\vec{r}_n$ in der Filmebene; die Koordinaten von R_n seien x_n und y_n . Das vorliegende Problem besteht demnach darin, $\vec{r}_n$ in die optische Achse zu drehen.

Das elementare Reflexionsgesetz fordert, daß der Winkel zwischen $\vec{r}_n$ und der optischen Achse gleich dem Winkel zwischen $\vec{r}_z$ und $\vec{r}_n$ ist. Mithilfe dieses Zwischenwinkels kann man einen Zusammenhang zwischen den Koordinaten von R_n und R_z gewinnen:

$$\tan \eta = \frac{d_z}{D} = \frac{\sqrt{x_z^2 + y_z^2}}{D} \quad (8.5)$$

$$\tan \frac{\eta}{2} = \frac{d_n}{D} \quad (8.6)$$

und somit erhält man (siehe Fig. 58)

$$y_n = y_z \cdot \frac{\tan(\eta/2)}{\tan \eta} \quad (8.7)$$

$$x_n = x_z \cdot \frac{\tan(\eta/2)}{\tan \eta} \quad (8.8)$$

Die Gleichungen (8.7) und (8.8) gestatten die Berechnung der Koordinaten x_n und y_n aus x_z und y_z , wobei der Winkel η aus (8.5) zu ermitteln ist.

Die Koordinaten x_n und y_n hängen andererseits mit den Winkeln δ, ϑ und φ zusammen. Durch Vergleich von Fig. 58 mit Fig. 26 in Kap. 4.2.3.3 erhält man in Analogie zu den Gleichungen (4.4a) und (4.7a)

$$y_n = r \cdot \sin \varphi \cdot \sin \vartheta \quad (8.9)$$

$$x_n = r \cdot (\sin \delta \cdot \cos \vartheta - \cos \delta \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi) \quad (8.10)$$

mit

$$r = |\vec{r}_n| = \sqrt{D^2 + x_n^2 + y_n^2} \quad (8.11)$$

Hieraus sind die gesuchten Drehwinkel ϑ und φ zu bestimmen. Nach längerer Rechnung ergibt sich die folgende Lösung des Problems:

$$\cos\vartheta = \frac{1}{r} \cdot (x_n \cdot \sin\delta + D \cdot \cos\delta) \quad (8.12)$$

$$\cot\varphi = \frac{1}{y_n} \cdot (D \cdot \sin\delta - x_n \cdot \cos\delta) \quad (8.13)$$

Hier gibt φ die erforderliche Verdrehung der horizontalen Drehachse direkt an, während die vertikale Drehachse um $(\delta - \vartheta)$ verdreht werden muß. (Eine zweite Lösung ist aus physikalischen Gründen auszuschließen). Dabei hängen r, x_n und y_n über (8.5)... (8.8) und (8.11) mit den experimentell zugänglichen Größen x_z, y_z und D zusammen.

8.1.3 Justierung einer unbekannten Kristallrichtung

Bei der Justierung mit der Laue-Kamera tritt das Problem auf, eine gewünschte kristallographische Richtung in die optische Achse der Kamera zu bringen. Setzt man keine weiteren Kenntnisse über den Kristall voraus, so kann man das Problem dann lösen, wenn man zuvor zwei andere Kristallrichtungen justiert und identifiziert hat.

In Fig. 59 ist die durch Röntgenstrahl und horizontale Drehachse w definierte Einfallsebene dargestellt. Durch Verdrehung an den Goniometerachsen v und w soll eine kristallographische Richtung $\vec{r}_x$ parallel (bzw. antiparallel) zum Röntgenstrahl ausgerichtet werden. Dabei kennzeichnet ϑ_x den Zwischenwinkel zwischen Kristallrichtung und der w -Achse, während der Winkel zwischen Einfallsebene und der durch $\vec{r}_1$ und w definierten Ebene mit φ_x bezeichnet wird. Es sei $\vec{r}_1$ eine bereits justierte Kristallrichtung, und eine zweite identifizierte Richtung $\vec{r}_0$ sei gerade (anti-)parallel zum Röntgenstrahl ausgerichtet ($\varphi_0 = 0$). Dann kennt man die Winkel φ_1, ϑ_1 und ϑ_0 . Da die Richtungen $\vec{r}_0$ und $\vec{r}_1$ identifiziert sein sollen, ist auch ihr Zwischenwinkel λ_1 bekannt (Berechnung aus den Millerschen Indizes). Weiterhin kann man aus der Kristallgeometrie (Richtungskosinus der Zwischenwinkel) die Winkel zwischen $\vec{r}_0$ und $\vec{r}_x$, sowie zwischen $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_x$ berechnen; die entsprechenden Zwischenwinkel seien λ_2 und λ_3 .

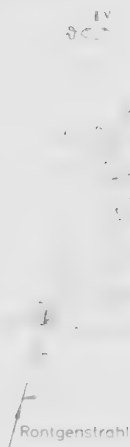


Fig. 59: Justierung einer unbekannten Kristallrichtung. Durch Verdrehungen φ_x und ϑ_x ist die gewünschte Richtung $\vec{r}_x$ in die optische Achse der Laue-Kamera zu bringen, nachdem zuvor die Richtungen $\vec{r}_0$ und $\vec{r}_1$ justiert und identifiziert worden sind

Die Aufgabe besteht darin, die Drehwinkel φ_x und ϑ_x für die gewünschte neue kristallographische Richtung $\vec{r}_x$ aus $\varphi_1, \vartheta_1, \vartheta_0, \lambda_2$ und λ_3 zu berechnen.

Wendet man die Formel (8.4) auf die durch $w, \vec{r}_0$ und $\vec{r}_1$ begrenzte Pyramide an (siehe Fig. 59), so erhält man

$$\cos \lambda_1 = \cos \vartheta_0 \cdot \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta_0 \cdot \sin \vartheta_1 \cdot \cos \varphi_1 \quad (8.14)$$

Diese Beziehung kann zur Überprüfung der Identifizierung von $\vec{r}_0$ und $\vec{r}_1$ verwendet werden. Der nach (8.14) aus den experimentell bestimmten Winkeln φ_1, ϑ_1 und ϑ_0 berechnete Winkel λ_1 muß mit dem aus den Millerschen Indizes der beiden Richtungen ermittelten Zwischenwinkel übereinstimmen.

Anwendung der Formel (8.4) auf die durch $w, \vec{r}_1$ und $\vec{r}_x$ begrenzte Pyramide ergibt

$$\cos \lambda_3 = \cos \vartheta_1 \cdot \cos \vartheta_x + \sin \vartheta_1 \cdot \sin \vartheta_x \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_x) \quad (8.15)$$

und analog erhält man aus der Pyramide $w, \vec{r}_0, \vec{r}_x$:

$$\cos \lambda_2 = \cos \vartheta_0 \cdot \cos \vartheta_x + \sin \vartheta_0 \cdot \sin \vartheta_x \cdot \cos \varphi_x \quad (8.16)$$

Aus den Gleichungen (8.15) und (8.16) sind die unbekannten Winkel φ_x und ϑ_x zu bestimmen.

Nach langwierigen Umformungen ergeben sich die Lösungen

$$\cos \vartheta_{x_{1,2}} = \frac{D_2}{D_1} \pm \frac{1}{D_1} \cdot \sqrt{D_2^2 - D_1 D_3} \quad (8.17)$$

mit

$$\begin{aligned} D_1 &= C_1^2 + \sin^2 \varphi_1 \\ D_2 &= C_1 C_2 + \cos \lambda_2 \cdot \cos \vartheta_0 \cdot \sin^2 \varphi_1 \\ D_3 &= C_2^2 + \sin^2 \varphi_1 \cdot (\cos^2 \lambda_2 - \sin^2 \vartheta_0) \end{aligned} \quad (8.18)$$

und

$$\begin{aligned} C_1 &= \cos \varphi_1 \cdot \cos \vartheta_0 - \sin \vartheta_0 \cdot \cot \vartheta_1 \\ C_2 &= \cos \varphi_1 \cdot \cos \lambda_2 - \frac{\sin \vartheta_0 \cdot \cos \lambda_3}{\sin \vartheta_1} \end{aligned} \quad (8.19)$$

Somit kann man - nach Berechnung der Hilfsgrößen (8.18) und (8.19) - aus (8.17) die erforderlichen Drehwinkel ϑ_x bestimmen. Durch Einsetzen in (8.16) können die zugehörigen Winkel φ_x berechnet werden.

Aus Gleichung (8.17) geht hervor, daß es zwei Lösungen des Problems gibt. Nach Bestimmung der Winkelpaare $(\vartheta_{x_1}; \varphi_{x_1})$ und $(\vartheta_{x_2}; \varphi_{x_2})$ müssen diese Lösungen in die Gleichung (8.15) eingesetzt und der Winkel λ_3 verifiziert werden. Ein Wertepaar, das die Gleichung (8.15) erfüllt, ist direkt Lösung des Problems. Ein Wertepaar, das (8.15) nicht erfüllt, führt dann zu einer Lösung, wenn man von φ_{x_μ} zu dem entsprechenden Ergänzungswinkel zu 360° übergeht:

$$\varphi_{x_\mu} + \varphi_{x_\mu}^I = 360^\circ - \varphi_{x_\mu}$$

($\mu = 1$ und/oder 2). Dabei bleibt (8.16) unverändert gültig.

Kugelmittelpunkt M enthalten soll. M sei zugleich Ursprung eines kartesischen Koordinatensystems. Die Deuteronen fallen in der negativen x-Richtung ein und treffen unter dem Winkel α_e auf den schräg stehenden Absorber. Die z-Achse steht senkrecht auf der Einfallsebene. Weiterhin seien die Punkte $P_1(x_1, y_1, 0)$ und $P_2(x_2, y_2, 0)$ eingeführt.

Im folgenden wird die Betrachtung auf den Fall beschränkt, daß

$$x_2 < 0, \quad \text{d.h.} \quad c < R$$

und

$$y_1 < 0, \quad \text{d.h.} \quad d < R$$

ist. Diese Forderung ist insbesondere bei einer sehr schrägen Absorberstellung, die hier interessiert, erfüllt. Nach Fig. 60 entsprechen diesen Bedingungen die Ungleichungen

$$\cos \alpha_e > \frac{s}{R}$$

bzw.

$$\sin \alpha_e < \frac{s}{R},$$

wobei mit s der senkrechte Abstand des Kugelmittelpunktes von der Absorberoberfläche bezeichnet wird. Nach Einführung des Parameters

$$p = \frac{s}{R} \tag{8.20}$$

erhält man

$$\sin \alpha_e < p < \cos \alpha_e, \tag{8.21}$$

und bei $\alpha_e = 10,7^\circ$ wird daraus

$$0,186 < p < 0,982.$$

Dieser Parameter p ist bei der folgenden Diskussion von Wichtigkeit. Er gibt an, wie weit das Blister aus der ebenen Absorberoberfläche herausragt. Ein kleiner Wert von p bedeutet eine starke Aufwölbung der Oberfläche, und entsprechend wird ein schwach ausgeprägtes Blister durch einen großen Parameter p charakterisiert.

Um den mittleren Zwischenwinkel $\bar{\alpha}$ im Bereich der Wölbung zu bestimmen, muß man für den Strahlenteil, der auf das Blister

trifft, eine Mittelung über alle möglichen Winkel α durchführen. Diese Mittelung muß senkrecht zum einfallenden Strahl - also über y und z - vorgenommen werden und ist nur numerisch durchführbar.

Um die Größenordnung des Winkels $\bar{\alpha}$ abzuschätzen, soll an dieser Stelle nur eine Mittelung in der Ebene $z=0$ sowie in der Ebene $y=c$ durchgeführt werden.

a) Mittelung in der Ebene $z=0$

Der Mittelwert des Winkels α bezüglich der Variablen y zwischen $y=y_0$ und $y=y_m$ berechnet sich ¹⁰¹⁾ nach

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{y_m - y_0} \int_{y_0}^{y_m} \alpha(y) dy \quad . \quad (8.22a)$$

Aus Fig. 60 entnimmt man für einen Punkt $P(x', y', 0)$ den Zusammenhang

$$\begin{aligned} y' &= R \cdot \cos \alpha \\ \alpha &= \arccos \left(\frac{y'}{R} \right) \quad . \end{aligned} \quad (8.23)$$

Die obere Integrationsgrenze ist gegeben durch

$$y_m = R \quad . \quad (8.24)$$

Zur Bestimmung der unteren Integrationsgrenze y_0 berechnet man zunächst die y -Koordinaten der Punkte P_1 und P_2 . Nach Fig. 60 gilt:

$$\tan \alpha_e = \frac{c - y_v}{x_v} \quad , \quad (v = 1, 2) \quad (8.25)$$

$$\cos \alpha_e = \frac{s}{c} \quad , \quad (8.26)$$

$$x_v^2 + y_v^2 = R^2 \quad . \quad (v = 1, 2) \quad (8.27)$$

Die Elimination von c und x_v führt zu einer quadratischen Gleichung mit den Lösungen

$$y_{1,2} = s \cdot \cos \alpha_e \pm \sin \alpha_e \cdot \sqrt{R^2 - s^2} \quad . \quad (8.28)$$

Wegen $y_0 = y_1$ folgt

$$y_0 = s \cdot \cos \alpha_e - \sin \alpha_e \cdot \sqrt{R^2 - s^2} \quad , \quad (8.29)$$

und man erhält

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{R - y_0} \int_{y_0}^R \arccos\left(\frac{y}{R}\right) dy \quad .$$

Nach Substitution

$$y = u \cdot R$$

ergibt sich

$$\bar{\alpha} = \frac{R}{R - y_0} \int_{u_0}^1 \arccos u \, du \quad ,$$

wobei

$$u_0 = \frac{y_0}{R} \quad (8.30)$$

gesetzt wurde. Lösung des Integrals:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{1 - u_0} \cdot (-u_0 \arccos u_0 + \sqrt{1 - u_0^2}) \quad . \quad (8.31)$$

Mit (8.20) und (8.29) folgt aus (8.30)

$$u_0 = p \cos \alpha_e - \sin \alpha_e \cdot \sqrt{1 - p^2} \quad . \quad (8.32)$$

Aus den Gleichungen (8.31) und (8.32) geht hervor, daß der mittlere Auftreffwinkel $\bar{\alpha}$ - bei einer Mittelung in der Ebene $z=0$ - allein vom Zwischenwinkel α_e und dem Parameter p abhängt. Die Tabelle 5 enthält die Zusammenstellung einer Reihe von Parametern p und der aus ihnen berechneten mittleren Winkel $\bar{\alpha}$.

b) Mittelung in der Ebene $y=c$ (siehe auch Fig. 60)

Fig. 61 zeigt einen Aufblick auf den schräg stehenden Absorber in Blickrichtung der negativen y -Achse. Der sichtbare Teil des Blisters ist schraffiert worden. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt unterhalb der Zeichenebene.

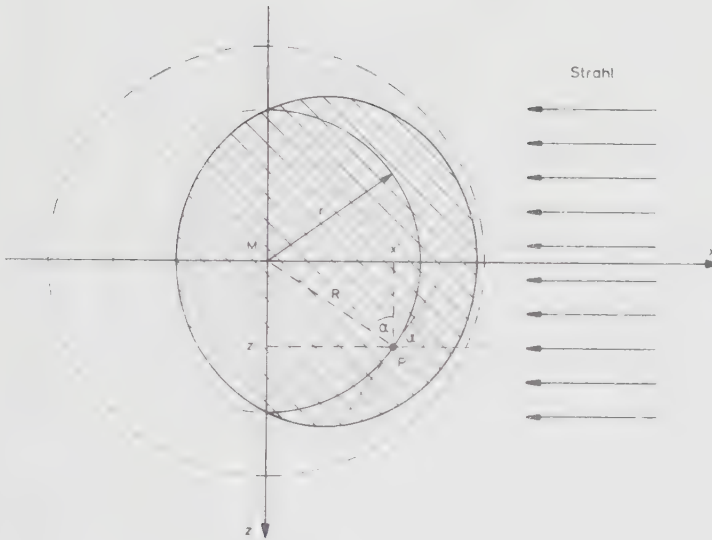


Fig. 61: Aufblick auf den (schräg stehenden) Absorber und das Blister. Der aus der Oberfläche herausragende Teil des Blisters ist schraffiert worden

Ein in der Höhe $y=c$ in Richtung der negativen x -Achse eingestrahktes Deuteron trifft das Blister in einem Punkt, der auf einem Halbkreis mit dem Radius r liegt, wobei

$$r^2 = R^2 - c^2 \quad (8.33)$$

ist. Dabei hängt c über Gleichung (8.26) mit dem Abstand s und dem Zwischenwinkel α_e zusammen. Für einen Auftreffpunkt $P(x', c, z')$ berechnet sich der Zwischenwinkel α nach

$$\sin \alpha = \frac{x'}{R} \quad ,$$

bzw.

$$\sin \alpha = \frac{1}{R} \cdot \sqrt{r^2 - z'^2}$$

(α, x', z' und R liegen nicht in der Zeichenebene der Fig. 61).

Also gilt

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{1}{R} \cdot \sqrt{r^2 - z^2}\right) \quad (8.34)$$

Der gesuchte Winkel $\bar{\alpha}$ folgt in Analogie zu (8.22a) aus

$$\bar{\alpha} = \frac{i}{z_m - z_0} \int_{z_0}^{z_m} \alpha(z) dz \quad (8.22b)$$

Mit Gleichung (8.34) sowie $z_0 = 0$ und $z_m = r$ erhält man

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{r} \int_0^r \arcsin\left(\frac{1}{R} \cdot \sqrt{r^2 - z^2}\right) dz \quad (8.35)$$

Substitution

$$z = \sqrt{r^2 - m^2 R^2} \quad (8.36)$$

führt zu

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{k} \int_0^k \frac{m}{\sqrt{k^2 - m^2}} \cdot \arcsin(m) \cdot dm \quad (8.37)$$

mit

$$k = \frac{r}{R} \quad (8.38)$$

Partielle Integration:

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= \frac{1}{k} \cdot \left[-\sqrt{k^2 - m^2} \cdot \arcsin(m) \right]_0^k + \frac{1}{k} \int_0^k \sqrt{k^2 - m^2} \cdot \frac{1}{1 - m^2} dm \\ \bar{\alpha} &= \frac{1}{k} \int_0^k \frac{\sqrt{k^2 - m^2}}{\sqrt{1 - m^2}} dm \end{aligned} \quad (8.39)$$

Weitere Substitution

$$m = k \cdot \sin \psi \quad (8.40)$$

ergibt

$$\bar{\alpha} = k \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2 \psi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi}} d\psi \quad (8.41)$$

Elementare Umformungen des Integranden führen zu

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{k} \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi} d\psi + \frac{k^2 - 1}{k} \int_0^{\pi/2} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi}} \quad (8.42a)$$

oder

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{k} \cdot E\left(\frac{\pi}{2}, k\right) + \frac{k^2 - 1}{k} \cdot F\left(\frac{\pi}{2}, k\right) \quad (8.42b)$$

Die hier eingeführten Abkürzungen

$$F\left(\frac{\pi}{2}, k\right) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi}} \quad (8.43a)$$

$$E\left(\frac{\pi}{2}, k\right) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi} \, d\psi \quad (8.43b)$$

bezeichnet man als Legendre'sche Normalintegrale 1. und 2. Gattung (102). Tabellen für diese nur numerisch lösbaren Integrale

finden sich bei Jahnke-Emde-Lösch (103). Fig. 62 zeigt den Verlauf von $E(\xi, k)$ und $F(\xi, k)$ für $\xi = 90^\circ$ in Abhängigkeit von $\beta = \arcsin k$.

Der Parameter k hängt über (8.31), (8.32), (8.26) und (8.20) allein vom Zwischenwinkel α_e und vom Parameter p ab:

$$k = \sqrt{\frac{1 - \cos^2 \alpha_e}{\cos^2 \alpha_e}} \quad (8.44)$$

Die folgende Tabelle 5 gibt für eine Reihe von Parameterwerten p und $\alpha_0 = 10,7^\circ$ einen Überblick über die aus (8.31) und (8.42b) berechneten Zwischenwinkel $\bar{\alpha}$.

Die Bestimmung eines Zwischenwinkels $\bar{\alpha}$ für ein Blister erfordert eine Mittelung über y

und z , die nur numerisch durchführbar ist, und die die Winkel der Tabelle 5 modifizieren würde. Man entnimmt aber bereits den Werten dieser Tabelle, daß selbst bei einer sehr flachen Aufwölbung ($p = 0,9$) der mittlere Auftreffwinkel von $\alpha_e = 10,7^\circ$ auf Werte um

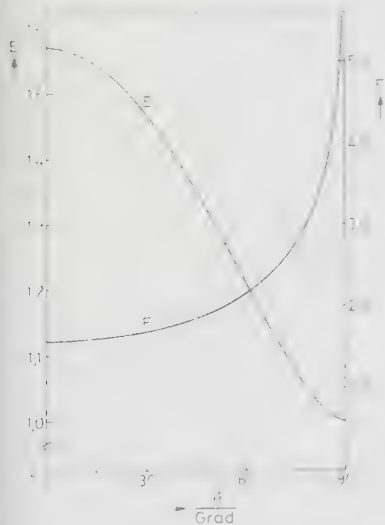


Fig. 62: Legendre'sche Normalintegrale 1. und 2. Gattung $F(\xi, k)$ und $E(\xi, k)$ für $\xi = 90^\circ$ in Abhängigkeit von $\beta = \arcsin k$

$\bar{\alpha} = 20^\circ$ deutlich vergrößert wird. Eine noch stärkere Aufwölbung der Oberfläche im Bereich eines Blisters ($p < 0,9$) würde zu noch größeren mittleren Zwischenwinkeln $\bar{\alpha}$ führen.

p	Mittlung in der Ebene $z = 0$		Mittlung in der Ebene $y = c$	
	u_0	$\bar{\alpha}_0$	k	$\bar{\alpha}_c$
0,2	0,0146	$56,8^\circ$	0,9790	$54,2^\circ$
0,3	0,1177	$53,4^\circ$	0,9523	$51,5^\circ$
0,4	0,2229	$49,8^\circ$	0,9134	$47,9^\circ$
0,5	0,3305	$45,9^\circ$	0,8609	$44,0^\circ$
0,6	0,4410	$41,6^\circ$	0,7919	$39,3^\circ$
0,7	0,5552	$36,9^\circ$	0,7018	$34,0^\circ$
0,8	0,6747	$31,3^\circ$	0,5806	$27,5^\circ$
0,9	0,8034	$24,2^\circ$	0,4013	$18,4^\circ$

Tabelle 5: Mittlerer Zwischenwinkel im Bereich eines Blisters in Abhängigkeit vom Parameter p, der die Aufwölbung des Blisters charakterisiert

9. Literatur

- 1) F. Brown, D.A. Marsden, R.D. Werner
Phys.Rev.Lett. 20(1968)1449
- 2) B. Stritzker, W. Buckel
Z.Phys. 257(1972)1
- 3) S.T. Pierack, E.F. EerNisse, F.L. Vook (Hrsg.)
Applications of Ion Beams to Metals
Plenum Press, New York (1974)
- 4) R.S. Nelson, siehe 3)
- 5) D.V. Morgan (Hrsg.)
Channeling
Wiley, London (1973)
- 6) E. Bøgh, siehe 5)
- 7) J.W. Mayer, L.Eriksson, J.A. Davies
Ion Implantation in Semiconductors
Academic Press, New York (1970)
- 8) J.W. Mayer, siehe 5)
- 9) J.A. Davies, siehe 5)
- 10) L. Eriksson, J.A. Davies, N.G.E. Johansson, J.W. Mayer
J.Appl.Phys. 40(1969)842
- 11) J.U. Andersen, O. Andreasen, J.A. Davies, . Uggerhøj
Rad.Eff. 7(1971)25
- 12) R.S. Nelson, siehe 5)
- 13) J. Lindhard, M. Scharff, H.L. Schiøtt
Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 33, Nr.14 (1963)
- 14) J.L. Whitton, siehe 5)
- 15) D.A. Channing, J.L. Whitton
Phys.Lett. 13(1964)27
- 16) D.A. Channing
Can.J.Phys. 45(1967)2455

- 17) L.M. Howe, D.A. Channing
Can.J.Phys. 45(1967)2467
- 18) J.L. Whitton
Can.J.Phys. 46(1968)581
- 19) L. Eriksson, J.A. Davies, P. Jespersgaard
Phys.Rev. 161(1967)219
- 20) J.A. Davies, L. Eriksson, P. Jespersgaard
Nucl.Instr.Meth. 38(1965)245
- 21) D. Powers, W.K. Chu, P.D. Bourland
Phys.Rev. 165(1968)376
- 22) W.K. Chu, P.D. Bourland, K.H. Wang, D. Powers
Phys.Rev. 175(1968)342
- 23) D. Powers, W. Whaling
Phys.Rev. 126(1962)61
- 24) G. Amsel, J.P. Nadai, E. D'Artemare, D. David, E. Girard,
J. Moulin
Nucl.Instr.Meth. 92(1971)481
- 25) J.F. Ziegler, G.W. Cole, J.E.E. Baglin
J.Appl.Phys. 43(1972)3809
- 26) J.P. Biersack, D. Fink
siehe 3)
- 27) J.P. Biersack, D. Fink
J.Nucl.Mat. 53(1974)328
- 28) D.A. Leich, T.A. Tombrello
Nucl.Instr.Meth. 108(1973)67
- 29) P.P. Pronko, J.G. Pronko
Phys.Rev. B9(1974)2870
- 30) M. Hufschmidt, V. Heintze, W. Möller, D. Kamke
Nucl.Instr.Meth. 124(1975)573
- 31) P.B. Johnson
Nucl.Instr.Meth. 114(1974)467
- 32) W. Möller
Dissertation, Bochum (1975)

- 33) V. Heintze, D. Kamke
Appl.Phys.Lett. 10(1967)12
- 34) V. Heintze, D. Kamke
Z.Naturf. 22a(1967)796
- 35) J. Lindhard
Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 34, Nr.14(1965)
- 36) R.S. Gemmell
Rev.Mod.Phys. 46(1974)129
- 37) J.H. Barrett
Phys.Rev. B3(1971)1527
- 38) B.R. Appleton, J.H. Barrett, T.S. Noggle, C.D. Moak
Rad.Eff. 12 1972/171
- 39) R.S. Nelson, M.W. Thompson
Phil.Mag. 8(1963)1677
- 40) C. Erginsoy, H.E. Wegner, W.M. Gibson
Phys.Rev.Lett. 13(1964)530
- 41) B. Domeij, K. Björkqvist
Phys.Lett. 14(1965)127
- 42) B. Domeij
Nucl.Instr.Meth. 38(1965)207
- 43) E. Bøgh
Can.J.Phys. 46(1968)653
- 44) V.S. Kulikauskas, M.M. Malov, A.F. Tulinov
Sov.Phys.JETP 26(1968)321
- 45) L.C. Feldman, B.R. Appleton
Appl.Phys.Lett. 15(1969)305
- 46) S.T. Picraux, W.L. Brown, W.M. Gibson
Phys.Rev. B6(1972)1382
- 47) C. Lehmann, G. Leibfried
J.Appl.Phys. 34(1963)2821
- 48) J. Lindhard
Phys.Lett. 12(1964)126

- 49) G. Carter, J.S. Colligon
Ion Bombardment of Solids
Heinemann, London (1968)
- 50) J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff
Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 36, Nr.10(1968)
- 51) J.A. Davies, J. Denhartog, J.L. Whitton
Phys.Rev. 165(1968)345
- 52) S.T. Picraux, J.A. Davies, L. Eriksson, N.G.E. Johansson,
J.W. Mayer
Phys.Rev. 180(1969)873
- 53) J.U. Andersen, L.C. Feldman
Phys.Rev. B1(1970)2063
- 54) J.U. Andersen, E. Laegsgaard
Rad.Eff. 12(1972)3
- 55) D. Van Vliet, siehe 5)
- 56) M.T. Robinson, O.S. Oen
Phys.Rev. 132(1963)2385
- 57) A.L. Southern, W.R. Willis, M.T. Robinson
J.Appl.Phys. 34(1963)153
- 58) M. Fried, D.R. Baer, J. Kistemaker
J.Appl.Phys. 34(1963)690
- 59) C. Kittel
Einführung in die Festkörperphysik
Oldenbourg, München (1968)
- 60) W. Kleber
Einführung in die Kristallographie
VEB Technik, Berlin (1961)
- 61) J.L. Whitton
Can.J.Phys. 45(1967)1947
- 62) G. Dearnaley, J.H. Freeman, G.A. Gard, M.A. Wilkins
Can.J.Phys. 46(1968)587
- 63) S. Datz, C. Erginsoy, G. Leibfried, H.O. Lutz
Ann.Rev.Nucl.Sci. 17(1967)129

- 64) R.B. Alexander, J.M. Poate
Rad.Eff. 12(1972)211
- 65) D. Van Vliet
Rad.Eff. 10(1971)137
- 66) F.H. Eisen, E. Uggerhøj
Rad.Eff. 12(1972)233
- 67) S.T. Picraux, F.L. Vook
Phys.Rev.Lett. 33(1974)1216
- 68) H. Fischer, R. Sizmann, F. Bell
Z.Phys. 224(1969)135
- 69) H.D. Carstanjen, R. Sizmann
Phys.Lett. A40(1972)93
- 70) J.U. Andersen, E. Laegsgaard, L.C. Feldman
Rad.Eff. 12(1972)219
- 71) S.T. Picraux, F.L. Vook
siehe 3)
- 72) P.P. Matyash, N.A. Skakun, N.P. Dikii
JETP Lett. 19(1974)18
- 73) G. Klipping
Kältetechnik 13(1961)250
- 74) G. Klipping, D. Vetterkind, G. Walentowitz
Cryogenics 5(1965)76
- 75) F. Raaz, H. Tertsch
Einführung in die geometrische und physikalische
Kristallographie
Springer, Wien (1958)
- 76) E. Bøgh, E. Uggerhøj
Phys.Lett. 17(1965)116
- 77) E. Bøgh, E. Uggerhøj
Nucl.Instr.Meth. 38(1965)216
- 78) W.E. Meyerhof, T.A. Tombrello
Nucl.Phys. A109(1968)1

- 79) J.H.E. Mattauch, W. Thiele, A.H. Wapstra
Nucl.Phys. 67(1965)1
- 80) R.L. Schulte, M. Cosack, A.W. Obst, J.L. Weil
Nucl.Phys. A192(1972)609
- 81) R.B. Theus, W.I. McGarry, L.A. Beach
Nucl.Phys. 80(1966)273
- 82) Z. Sawa
Arkiv f. Fysik 18(1961)365
- 83) J.L. Tuck
Nucl.Fusion 1(1961)201
- 84) A. von Engel, C.C. Goodyear
Proc.Roy.Soc.London A264(1961)445
- 85) J.E. Brolley Jr., T.M. Putnam, L. Rosen
Phys.Rev. 107(1957)820
- 86) N. Jarmie, J.D. Seagrave (Hrsg.)
Los Alamos Report LA-2014(1956)
- 87) W.R. Arnold, J.A. Phillips, G.A. Sawyer, E.J. Stovall Jr.,
J.L. Tuck
Phys.Rev. 93(1954)483
- 88) W.A. Wenzel, W. Whaling
Phys.Rev. 88(1952)1149
- 89) J.M. Blair, G. Freier, E. Lampi, W. Sleator Jr.,
J.H. Williams
Phys.Rev. 74(1948)1599
- 90) H. Bethe
Ann.Phys. 5(1930)325
- 91) J.F. Janni
Air Force Weapons Laboratory Technical Report
AFWL-TR-65-150(1966)
- 92) L.C. Northcliffe, R.F. Schilling
Nuclear Data Tables A7(1970)233
- 93) V. Kindt
Diplomarbeit, Bochum (1975)

- 94) H. Verbeek, W. Eckstein
siehe 3)
- 95) S.K. Das, M. Kaminsky
J.Appl.Phys. 44(1973)2520
- 96) T. Pfeiffer
Diplomarbeit, Bochum (1975)
- 97) G.R. Piercy, F. Brown, J.A. Davies, M. McCargo
Phys.Rev.Lett. 10(1963)399
- 98) W. Jost, K. Hauffe
Diffusion
Steinkopf, Darmstadt (1972)
- 99) W. Eichenauer, W. Löser, H. Witte
Z.Metallk. 56(1965)287
- 100) W. Jost
Diffusion in Solids, Liquids, Gases
Academic Press, New York (1960)
- 101) H. von Mangoldt, K. Knopp
Einführung in die höhere Mathematik (3. Band)
Hirzel, Stuttgart (1958)
- 102) W. Gröbner, N. Hofreiter
Integraltafeln (1. Teil)
Springer, Wien (1965)
- 103) Jahnke-Emde-Lösch
Tafeln höherer Funktionen
Teubner, Stuttgart (1966)
- 104) S. Furukawa, H. Matsumura
App.Phys.Lett. 22(1973)97

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. D. Kamke für die Anregung der Arbeit, für sein förderndes Interesse am Fortgang der Untersuchungen und für die Bereitstellung von Institutsmitteln.

Mein Dank gilt den Herren Dipl.Phys. M. Hufschmidt, Dr. W. Möller, Dipl.Phys. V. Kindt und Dipl.Phys. T. Pfeiffer für ihre Mithilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. K. Sahl vom Institut für Mineralogie der Ruhr-Universität Bochum für die Bereitstellung der Laue-Kamera und für die Mithilfe bei der Anfertigung der Laue-Aufnahmen.

Herrn Dr. G. Bijvank danke ich für die Herstellung von REM-Aufnahmen der Absorberoberflächen.

Herrn K. Becker und den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt gilt mein besonderer Dank für die sorgfältige Anfertigung der umfangreichen Bestrahlungsapparatur.

Lebenslauf

Am 28. Januar 1939 wurde ich in Berlin als zweiter Sohn des Regierungsrats Otto Heintze und seiner Ehefrau Hildegard, geb. Gries, geboren.

Vom Herbst 1945 bis zum Frühjahr 1949 besuchte ich die Volksschule in Zierenberg (Reg.Bez. Kassel). Ostern 1949 wurde ich in die Wilhelmschule in Kassel (Gymnasium für Jungen) aufgenommen.

Nach dem Abitur nahm ich im Sommersemester 1958 das Physikstudium an der Philipps-Universität in Marburg auf, wo ich am 1.11.1960 die Diplomvorprüfung ablegte. Nach einem einjährigen Studium an der Freien Universität Berlin (SS 1961 und WS 1961/62) kehrte ich zur Fortsetzung des Studiums nach Marburg zurück. Ende Oktober 1962 trat ich als Diplomand in das dortige Physikalische Institut ein und legte am 15. Juli 1966 die Diplomhauptprüfung - mit einer Arbeit auf dem Gebiet der experimentellen Kernphysik - ab.

Im Sommer 1967 siedelte ich nach Bochum über, nachdem ich bereits seit Sommer 1966 am Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum ("Außenstelle Marburg") beschäftigt gewesen war. Nach einer zweijährigen Tätigkeit als Verwalter einer Assistentenstelle war ich von Mai 1971 bis April 1975 als wissenschaftlicher Assistent an diesem Institut tätig.

